Série VIII. — Tome VI. N° 6. Juin 1945.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

DIVERGENCE, SOUS L'EFFET DE LA CHARGE D'ESPACE, D'UN FAISCEAU ÉLECTRONIQUE CYLINDRIQUE AU VOISINAGE D'UNE CATHODE

Par M. G. GOUDET et Mlle A.-M. GRATZMULLER.

Sommaire. — I. Introduction. — Un faisceau électronique émis par une cathode circulaire plane, entourée d'un anneau de garde, est accéléré par une anode plane, indéfinie, parallèle à la cathode.

L'influence de la charge d'espace sur un tel faisceau peut être double :

Elle peut tout d'abord limiter l'émission électronique (loi de Langmuir); nous nous placerons dans le cas où cette condition est vérifiée.

Elle provoque nécessairement un effet de divergence du faisceau que nous nous proposons d'étudier.

Nous admettrons que les électrodes sont assez proches pour que cet effet transversal soit faible et pour que le mouvement longitudinal des électrons soit le même que dans le cas d'une cathode indéfinie.

Dans ces conditions, nous pouvons déterminer la distribution des charges à l'intérieur du faisceau, puis celle du potentiel et celle du champ.

Nous en déduisons la trajectoire d'un électron périphérique.

II. Méthode. — Pour conduire ce calcul, il est commode de s'appuyer sur le théorème des images électriques et de représenter toutes les grandeurs inconnues par des développements en série de Fourier.

III. Conclusion. — L'effet de divergence étudié est indépendant des données de nature électrique, et ne dépend que d'un paramètre géométrique : le rapport $\alpha = \frac{a}{R}$ de la distance des deux électrodes au rayon du faisceau.

Nous résumons les résultats numériques obtenus en traçant la courbe qui fournit l'augmentation relative du rayon du faisceau au niveau de l'anode en fonction de α.

1. Introduction. — L'effet des forces de répulsion des électrons d'un faisceau est d'autant plus important que la densité de charge d'espace est plus élevée et que la vitesse des électrons est plus faible. Il se fait donc particulièrement sentir au voisinage d'une cathode émissive.

Nous nous proposons de déterminer l'augmentation du diamètre d'un faisceau issu d'une cathode plane circulaire de rayon R, entourée d'un anneau de garde (*fig.* 1).

Les électrons sont accélérés par une anode plane illimitée, parallèle à la cathode, située à la distance a de celle-ci, et portée au potentiel U_0. Nous supposerons que l'émission est limitée par la charge d'espace. Dans ces conditions, et si de plus la cathode était indéfinie, la densité $-i$ du courant électronique serait donnée par la loi de Langmuir dont nous allons rappeler brièvement la démonstration.

Soit un point M situé à la distance z de la cathode;

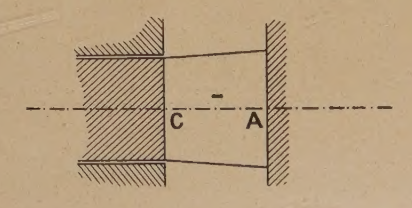


Fig. 1.

désignons par U le potentiel, $-\rho$ la densité de charge, v la vitesse des électrons en ce point. Ces diverses grandeurs sont des fonctions de z définies

par les équations

$$\frac{d^2U}{dz^2} - 4\pi\rho = 0$$

(équation de Poisson, U.E.S.),

$$\rho v = i = \text{const.}$$

(conservation de l'électricité),

$$eU = \frac{1}{2} m v^2$$

(théorème des forces vives; $-e$ et m étant respectivement la charge et la masse de l'électron).

Par élimination de ρ et de V, on en déduit

$$\frac{d^2U}{dz^2} = \frac{4\pi i}{\sqrt{\frac{2e}{m}U}}.$$

En multipliant les deux membres par $\frac{dU}{dz}$ et en intégrant, on obtient

$$\left(\frac{dU}{dz}\right)^2 = \frac{16\pi i}{\sqrt{\frac{2e}{m}}}\sqrt{U} + \text{const.}$$

La constante d'intégration est nulle, car au voisinage de la cathode, le champ électrique $-\frac{dU}{dz}$ est nul, puisque le courant est limité par la charge d'espace.

On a donc simultanément

$$U = 0, \qquad \frac{dU}{dz} = 0.$$

En intégrant une deuxième fois, et tenant compte à nouveau des conditions sur la cathode, on obtient enfin

$$U = \frac{(9\pi i)^{\frac{2}{3}}}{\left(\frac{2e}{m}\right)^{\frac{1}{3}}} z^{\frac{4}{3}}.$$

Le courant i est déterminé par la condition aux limites

$$U = U_0 \quad \text{pour } z = a.$$

D'où

$$i = \frac{\sqrt{\frac{2e}{m}}}{9\pi} \frac{U_0^{\frac{3}{2}}}{a^2}. \tag{1}$$

On peut également introduire U_0 et a dans l'expression de la distribution de potentiel; celle-ci s'écrit alors

$$U = U_0\left(\frac{z}{a}\right)^{\frac{4}{3}}. \tag{2}$$

On en déduit aussitôt

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}\left(\frac{z}{a}\right)^{\frac{2}{3}}$$

et

$$\rho = \frac{U_0}{9\pi a^{\frac{4}{3}} z^{\frac{2}{3}}} = \rho_0\left(\frac{z}{a}\right)^{-\frac{2}{3}} \tag{3}$$

en posant

$$\rho_0 = \frac{U_0}{9\pi a^2}. \tag{4}$$

On peut également calculer la durée de transit, de la cathode au point M.

L'expression précédente de la vitesse fournit en effet

$$\frac{dz}{dt} = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}\left(\frac{z}{a}\right)^{\frac{2}{3}},$$

qui conduit, par intégration, à la relation

$$z = \left(\frac{2e}{m}U_0\right)^{\frac{3}{2}} \frac{t^3}{9a^2}. \tag{5}$$

Si les électrodes sont suffisamment rapprochées, l'augmentation relative du diamètre du faisceau est faible; nous pourrons donc, dans ce cas, calculer les forces de répulsion exercées sur un électron périphérique en substituant au faisceau réel un faisceau cylindrique, à l'intérieur duquel la répartition des charges est encore donnée par l'équation précédente.

2. Méthode. — 1° **Images électriques.** — La méthode des images électriques déjà utilisée (1) conduit à remplacer le système précédent par le système équivalent de la figure 2 en prenant les images multiples du faisceau.

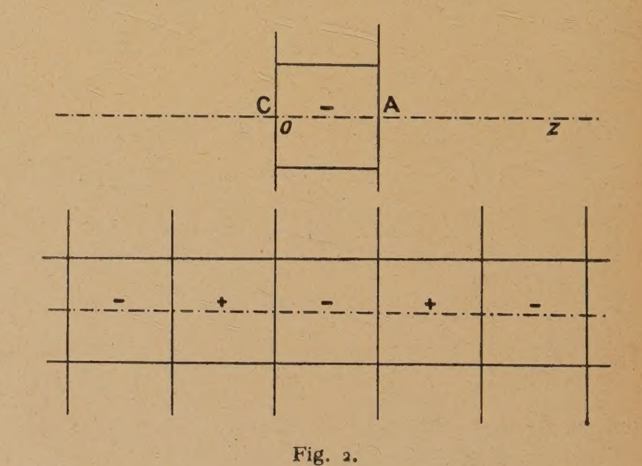


Fig. 2.

Le système étant de révolution, nous emploierons, pour le définir, les coordonnées cylindriques r, z, θ. La densité de charge $-\rho$ est fonction périodique de z, de période $2a$; elle est indépendante de θ.

(1) Goudet-Gratzmuller, Divergence, sous l'effet de la charge d'espace, d'un faisceau électronique cylindrique non accéléré (*Journ. de Phys.*, juillet 1944, p. 142).

Elle peut donc être représentée par un développement en série de Fourier de z; celui-ci, compte tenu des éléments de symétrie, ne contient que des termes d'ordre impair. Nous l'écrirons

$$\rho = \rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} A_{2p+1}(r) \sin(2p+1)\frac{\pi z}{a}. \qquad (6)$$

Les coefficients A_{2p+1} peuvent être connus.

A l'extérieur du faisceau ($r > R$) $A_{2p+1} = 0$.

A l'intérieur du faisceau ($r < R$), d'après nos hypothèses, A_{2p+1} est indépendant de r, et se déduit de l'expression de ρ fournie par la loi de Langmuir.

2° **Relations entre le développement en série de U et celui de ρ. Expression de la composante radiale du champ.** — Le potentiel U peut être exprimé par un développement du même type

$$U = \rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} B_{2p+1}(r) \sin(2p+1)\frac{\pi z}{a}.$$

Les coefficients B_{2p+1} se déduisent de la relation de Poisson

$$\Delta U - 4\pi\rho = 0 \quad \text{(U.E.S.)} \qquad (7)$$

jointe aux conditions aux limites :

a. $U = 0$ pour $r = \infty$.

b. A la surface du faisceau électronique, continuité du potentiel et de la composante normale du champ.

En explicitant ΔU en coordonnées cylindriques on obtient

$$\Delta U = \rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} \left[\frac{d^2 B_{2p+1}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dB_{2p+1}}{dr} - (2p+1)^2\frac{\pi^2}{a^2}B_{2p+1}\right] \times \sin\frac{(2p+1)\pi z}{a},$$

d'où, en portant les développements dans l'équation (7) et en identifiant en z,

$$\frac{d^2 B_{2p+1}}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{dB_{2p+1}}{dr} - \frac{(2p+1)^2\pi^2}{a^2}B_{2p+1} = 4\pi A_{2p+1}(r).$$

A l'extérieur du faisceau $A_{2p+1}(r) = 0$, l'équation précédente se ramène alors, par le changement de variable $x = j(2p+1)\frac{\pi r}{a}$ à une équation de Bessel ([2]), dont l'intégrale générale est

$$B_{2p+1}(r) = \alpha_{2p+1} I_0\left[\frac{(2p+1)\pi r}{a}\right] + \beta_{2p+1} j H_0^1\left[j\frac{(2p+1)\pi r}{a}\right],$$

I_0 désignant la fonction de Bessel modifiée de première espèce et d'ordre zéro et H_0^1 la fonction de Hankel de première espèce et d'ordre zéro, α_{2p+1} et β_{2p+1} étant des constantes arbitraires.

A l'intérieur du faisceau

$$A_{2p+1}(r) = \text{const.} = A_{2p+1}.$$

Désignons par B'_{2p+1} l'expression du coefficient B_{2p+1} dans cette région :

$$B'_{2p+1}(r) = \alpha'_{2p+1} I_0\left[\frac{(2p+1)\pi r}{a}\right] + \beta'_{2p+1} j H_0^1\left[j\frac{(2p+1)\pi r}{a}\right] - \frac{4a^2}{(2p+1)^2\pi}A_{2p+1},$$

α'_{2p+1} et β'_{2p+1} étant de nouvelles constantes arbitraires.

I_0 augmente indéfiniment avec r, tandis que le potentiel U doit rester fini; donc α_{2p+1} est nul. De même $H_0^1\left(j\frac{(2p+1)\pi r}{a}\right)$ augmente indéfiniment quand r tend vers zéro; donc β'_{2p+1} est nul.

Les conditions de continuité à la surface du faisceau s'expriment par

$$B'_{2p+1}(R) = B_{2p+1}(R)$$

(continuité du potentiel),

$$\frac{dB'_{2p+1}(R)}{dr} = \frac{dB_{2p+1}(R)}{dr}$$

(continuité de la composante radiale du champ).

D'où les relations

$$\left.\begin{aligned} &\alpha_{2p+1} I_0\left[\frac{(2p+1)\pi R}{a}\right] - \frac{4a^2 A_{2p+1}}{\pi(2p+1)^2} = \beta_{2p+1} j H_0^1\left[j\frac{(2p+1)\pi R}{a}\right], \\ &\alpha'_{2p+1}\frac{(2p+1)\pi}{a} I'_0\left[\frac{(2p+1)\pi R}{a}\right] = -\beta_{2p+1}\frac{(2p+1)\pi}{a} H_0'^1\left[j(2p+1)\frac{R\pi}{a}\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

Or

$$I'_0(x) = I_1(x), \qquad H_0'^1(x) = -H_1^1(x).$$

L'équation précédente s'écrit donc

$$\alpha'_{2p+1} I_1\left[(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right] = \beta_{2p+1} H_1^1\left[j(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]. \qquad (9)$$

En éliminant β_{2p+1} entre (8) et (9), on obtient

$$\alpha'_{2p+1} = -\frac{4a^2 A_{2p+1}}{\pi(2p+1)^2} \frac{1}{I_1\left[(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]\dfrac{jH_0^1\left[j(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]}{H_1^1\left[j(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]} - I_0\left[(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]}.$$

([2]) G. Goudet, Les fonctions de Bessel et leurs applications en Physique, Masson, 1943, p. 45.

L'expression du potentiel à l'intérieur du faisceau est donc

$$U = -\rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} \frac{4a^2 A_{2p+1}}{\pi(2p+1)^2} \left[\frac{I_0\left[\frac{(2p+1)\pi r}{a}\right]}{\frac{I_1\left[(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right] jH_0^1\left[j(2p+1)\frac{\pi R}{a}\right]}{H_1^1\left[j(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]} - I_0\left[(2p+1)\frac{\pi R}{a}\right]} + 1 \right] \sin(2p+1)\frac{\pi z}{a}.$$

Pour le calcul de la trajectoire d'un électron périphérique, nous aurons besoin de la composante radiale du champ au bord du faisceau

$$E_r = \left[-\frac{\partial U}{\partial r}\right]_{r=R} = a\rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} C_{2p+1} \sin(2p+1)\pi\frac{z}{a}, \tag{10}$$

les coefficients C_{2p+1} étant donnés par

$$C_{2p+1} = \frac{4A_{2p+1}}{2p+1} \frac{I_1\left[(2p+1)\pi\frac{R}{a}\right]}{\frac{I_1\left[(2p+1)\frac{\pi R}{a}\right] jH_0^1\left[j(2p+1)\frac{\pi R}{a}\right]}{H_1^1\left[j(2p+1)\frac{\pi R}{a}\right]} - I_0\left[(2p+1)\frac{\pi R}{a}\right]}. \tag{11}$$

3° **Calcul des coefficients A_{2p+1} du développement de la densité de charge.** ρ. — La distribution de ρ est définie par les formules (3) et (4)

$$\rho = \rho_0\left(\frac{z}{a}\right)^{-\frac{2}{3}}, \tag{3}$$

$$\rho_0 = \frac{U_0}{9\pi a^2}. \tag{4}$$

Posons

$$\zeta = \frac{z}{a}. \tag{12}$$

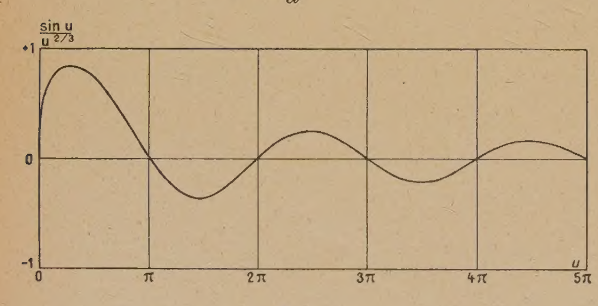


Fig. 3.

Le développement (5) s'écrit alors

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \sum_{p=0}^{\infty} A_{2p+1} \sin(2p+1)\pi\zeta.$$

Ses coefficients sont définis par la formule classique

$$A_{2p+1} = \frac{2}{2}\int_{-1}^{+1} \frac{\rho}{\rho_0} \sin(2p+1)\pi\zeta \, d\zeta$$

$$= 2\int_0^1 \zeta^{-\frac{2}{3}} \sin(2p+1)\pi\zeta \, d\zeta.$$

Posons

$$(2p+1)\pi\zeta = u.$$

Nous obtenons enfin

$$A_{2p+1} = \frac{2}{[(2p+1)\pi]^{\frac{1}{3}}} \int_0^{(2p+1)\pi} \frac{\sin u \, du}{u^{\frac{2}{3}}}. \tag{13}$$

La courbe représentative de la fonction $\frac{\sin u}{u^{\frac{2}{3}}}$ a l'aspect indiqué figure 3.

Pour calculer A_{2p+1}, nous calculerons successivement

$$\left.\begin{aligned} y_0 &= \int_0^{\pi} \frac{\sin u \, du}{u^{\frac{2}{3}}}, \\ y_1 &= \int_{\pi}^{3\pi} \frac{\sin u \, du}{u^{\frac{2}{3}}}, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots, \\ y_m &= \int_{(2m-1)\pi}^{(2m+1)\pi} \frac{\sin u \, du}{u^{\frac{2}{3}}}. \end{aligned}\right\} \tag{14}$$

Nous avons obtenu par calcul graphique les valeurs numériques des trois premières de ces intégrales

$$y_0 = 1{,}77, \qquad y_1 = -0{,}214, \qquad y_2 = -0{,}065.$$

Les intégrales suivantes peuvent être obtenues avec une précision suffisante par un calcul approché.

La variation de $u^{-\frac{2}{3}}$ devenant de plus en plus lente à mesure que u augmente davantage, nous utilisons, pour calculer y_m, le développement en série de Taylor de $u^{-\frac{2}{3}}$ au voisinage de $u = 2m\pi$.

Nous posons

$$u = 2m\pi + x$$

et obtenons ainsi

$$u^{-\frac{2}{3}} = (2m\pi)^{-\frac{2}{3}} + \sum_{r=1}^{\infty} (-1)^r \frac{x^r}{r!} \frac{2.5\ldots(3r-1)}{3^r} \frac{1}{(2m\pi)^{\frac{3r+2}{3}}}.$$

D'où, en multipliant par $\sin u = \sin x$ et en intégrant terme à terme,

$$y_m = \sum_{r=1}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!} \frac{2.5\ldots(3r-1)}{3^r} \frac{1}{(2m\pi)^{\frac{3r+2}{3}}} \times \int_{-\pi}^{+\pi} x^r \sin x \, \mathrm{d}x.$$

Les termes de rang r pair dans l'expression précédente sont nuls. Nous pouvons donc écrire celle-ci en posant $r = 2k + 1$, k étant un entier quelconque positif ou nul

$$y_m = \frac{-2}{(2m\pi)^{\frac{2}{3}}} \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{2.5.8\ldots(6k-1)(6k+2)}{3.6\ldots6k(6k+3)} \frac{Y_{2k+1}}{(2m\pi)^{2k+1}} \tag{15}$$

avec

$$Y_{2k+1} = \int_0^{\pi} x^{2k+1} \sin x \, \mathrm{d}x. \tag{16}$$

Cette dernière expression est aisément intégrable. On peut partir de

$$Y_1 = \int_0^{\pi} x \sin x \, \mathrm{d}x = [-x\cos x + \sin x]_0^{\pi} = \pi$$

et utiliser la formule de récurrence

$$Y_{2k+1} = \pi^{2k+1} - 2k(2k+1)\,Y_{2k-1},$$

obtenue en intégrant par parties.

On obtient ainsi

$$Y_1 = \pi,$$
$$Y_3 = \pi^3 - 2.3\,Y_1 = 3{,}8696\,\pi,$$
$$Y_5 = \pi^5 - 4.5\,Y_3 = 20{,}018\,\pi,$$
$$Y_7 = \pi^7 - 6.7\,Y_5,$$
$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

Le développement (15) permet alors le calcul de y_m. Or l'intérêt de ce développement réside dans sa très rapide convergence, d'autant plus rapide que m est plus élevé.

En effet, limitons le développement de $u^{-\frac{2}{3}}$ au terme d'indice $2k+1$ inclus. En utilisant le reste correspondant, on obtient pour le développement limité de y_m un reste ayant pour module

$$\frac{2.5\ldots(6k+5)}{3.6\ldots(6k+6)} \left| \int_{-\pi}^{+\pi} \frac{x^{2k+2} \sin x \, \mathrm{d}x}{[(2m+\theta)\pi]^{2k+\frac{8}{3}}} \right|,$$

θ étant une fonction de x comprise entre -1 et $+1$.

L'intégrale précédente peut s'écrire

$$\int_{-\pi}^{+\pi} f(x)\,\mathrm{d}x = \int_{-\pi}^{0} f(x)\,\mathrm{d}x + \int_0^{\pi} f(x)\,\mathrm{d}x.$$

La première de ces intégrales est négative; la seconde est positive. Leur somme est donc en valeur absolue plus petite que la plus grande des deux. Or, on majore les valeurs absolues en prenant $\theta = -1$.

On obtient donc

$$\left| \int_{-\pi}^{+\pi} f(x)\,\mathrm{d}x \right| < \int_0^{\pi} \frac{x^{2(k+1)}\,\mathrm{d}x}{[(2m-1)\pi]^{2k+\frac{8}{3}}}$$

ou encore

$$\left| \int_{-\pi}^{+\pi} f(x)\,\mathrm{d}x \right| < \frac{\pi^{\frac{1}{3}}}{(2k+3)(2m-1)^{2k+\frac{8}{3}}}.$$

L'expression

$$\frac{2.5\ldots(6k+5)}{3.6\ldots(6k+6)}$$

étant inférieure à 1, l'erreur commise en s'arrêtant au terme d'indice $2k+1$ inclus dans le calcul de y_m par le développement (15) est donc inférieure à

$$\frac{\pi^{\frac{1}{3}}}{(2k+3)(2m-1)^{2(k+1)+\frac{2}{3}}}. \tag{17}$$

Dans le calcul de y_3 ($m = 3$), on obtient une erreur inférieure à $0{,}2.10^{-4}$, soit une erreur relative inférieure à $\frac{1}{100}$ en s'arrêtant à $k = 2$. Dans le calcul de y_8 ($m = 8$), on ne commet qu'une erreur relative inférieure à $\frac{1}{1000}$ en s'arrêtant à $k = 1$.

Nous avons ainsi obtenu

$y_3 = -0{,}031695$,	$y_8 = -0{,}006125$,
$y_4 = -0{,}01951$,	$y_9 = -0{,}005032$,
$y_5 = -0{,}01343$,	$y_{10} = -0{,}004221$,
$y_6 = -0{,}00989$,	$y_{11} = -0{,}003600$,
$y_7 = -0{,}00765$,	$y_{12} = -0{,}003114$.

De ces valeurs de y, nous avons déduit les coefficients A; ceux-ci, d'après la formule (13), peuvent être calculées par l'expression

$$A_{2p+1} = \frac{2}{[(2p+1)\pi]^{\frac{1}{3}}} \sum_{m=0}^{m=p} y_m. \tag{18}$$

Nous avons trouvé les valeurs numériques

$A_1 = 2{,}420$,	$A_{11} = 0{,}900$,	$A_{21} = 0{,}709$,
$A_3 = 1{,}508$,	$A_{13} = 0{,}845$,	$A_{23} = 0{,}685$,
$A_5 = 1{,}220$,	$A_{15} = 0{,}801$,	$A_{25} = 0{,}667$.
$A_7 = 1{,}070$,	$A_{17} = 0{,}765$,	
$A_9 = 0{,}968$,	$A_{19} = 0{,}735$,	

4° **Calcul des coefficients C_n de la composante radiale E_r du champ électrique à la limite du faisceau.** — La composante du champ électrique à la surface du faisceau, dont l'action sur les électrons provoque l'effet de divergence étudié, est définie par la formule (10)

$$E_r = a\rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} C_{2p+1} \sin(2p+1)\pi \frac{z}{a}, \qquad (10)$$

les coefficients C_{2p+1} étant donnés par la formule (11) que nous récrivons :

$$C_{2p+1} = \frac{4A_{2p+1}}{2p+1} \times \frac{I_1\left[(2p+1)\pi \frac{R}{a}\right] H_1^1\left[j(2p+1)\pi \frac{R}{a}\right]}{\left\{ \begin{array}{l} I_1\left[(2p+1)\pi \frac{R}{a}\right] jH_0^1\left[j(2p+1)\pi \frac{R}{a}\right] \\ -I_0\left[2(p+1)\pi \frac{R}{a}\right] H_1^1\left[j(2p+1)\pi \frac{R}{a}\right] \end{array} \right\}}. \qquad (19)$$

Ils dépendent des dimensions géométriques du faisceau par l'intermédiaire du facteur

$$\alpha = \frac{a}{R}, \qquad (20)$$

et la formule (19) permet de les calculer pour chaque valeur de α.

TABLEAU I. — *Valeurs de C_{2pH}.*

n. \ α.	π.	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{\pi}{4}$.	$\frac{\pi}{8}$.
1	—3,2910	—4,385	—4,760	—4,84
3	—0,961	—1,005	—1,006	
5	—0,480	—0,488		
7	—0,305	—0,306		
9	—0,215			
11	—0,164			
13	—0,130			
15	—0,107			
17	—0,090			
19	—0,077			
21	—0,067			
23	—0,059			
25	—0,053			

Ce calcul peut d'ailleurs être notablement allégé par utilisation des développements asymptotiques des fonctions utilisées, valables lorsque l'argument $\frac{(2p+1)\pi R}{a} = \frac{(2p+1)\pi}{\alpha}$ est assez grand.

Ces développements sont :

$$\left.\begin{array}{l} I_0(z) = \dfrac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}\left[1 + \dfrac{1}{8z} + \dfrac{9}{128z^2} + \dots\right], \\ I_1(z) = \dfrac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}\left[1 - \dfrac{3}{8z} - \dfrac{15}{128z^2} + \dots\right], \\ jH_0^1(jz) = \sqrt{\dfrac{2}{\pi z}}\left[1 - \dfrac{1}{8z} + \dfrac{9}{128z^2} + \dots\right], \\ H_1^1(jz) = -\sqrt{\dfrac{2}{\pi z}}\left[1 + \dfrac{3}{8z} - \dfrac{15}{128z^2} + \dots\right]. \end{array}\right\} \qquad (21)$$

Ils conduisent à la formule simplifiée

$$C_{2p+1} = \frac{-2A_{2p+1}}{2p+1}\left[1 - \frac{3}{8(2p+1)^2 \frac{\pi^2}{\alpha^2}} + \dots\right]. \qquad (22)$$

Les valeurs trouvées sont rassemblées dans le tableau I.

5° **Détermination de la trajectoire d'un électron périphérique.** — L'équation du mouvement radial d'un électron périphérique est

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = -eE_r.$$

Dans nos hypothèses, le mouvement longitudinal d'un électron est le même que si la cathode était indéfinie; l'équation (5) est donc toujours vérifiée

$$z = \left(\frac{2e}{m}U_0\right)^{\frac{3}{2}} \frac{t^3}{9a^2}. \qquad (5)$$

Il en résulte que l'expression (10) de E_r peut s'écrire

$$E_r = a\rho_0 \sum_{p=0}^{\infty} C_{2p+1} \sin(2p+1)\pi \left(\frac{2e}{m}U_0\right)^{\frac{3}{2}} \frac{t^3}{9a^3}.$$

L'équation du mouvement radial devient donc, compte tenu de (4),

$$m\frac{d^2r}{dt^2} = \frac{-eU_0}{9\pi a} \sum_{p=0}^{\infty} C_{2p+1} \sin(2p+1)\frac{\pi}{a}\left[\left(\frac{2e}{m}U_0\right)^{\frac{3}{2}} \frac{t^3}{9a^2}\right].$$

Utilisons des variables réduites en posant

$$\theta = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}\,\frac{t}{a}, \qquad \zeta = \frac{z}{a}, \qquad s = \frac{r}{a}.$$

On en déduit

$$d\theta = \sqrt{\frac{2e}{m}U_0}\,\frac{dt}{a}, \qquad d\theta^2 = \frac{2e}{m}U_0\frac{dt^2}{a^2},$$

$$d^2r = a\,d^2s, \qquad t^3 = \frac{\theta^3 a^3}{\left(\frac{2e}{m}U_0\right)^{\frac{3}{2}}}.$$

Les équations du mouvement d'un électron péri-

phérique deviennent alors

$$\zeta = \frac{\theta^3}{9}, \tag{23}$$

$$\frac{d^2 s}{d\theta^2} = \frac{1}{18\pi} \sum_{p=0}^{\infty} - C_{2p+1} \sin(2p+1) \frac{\pi\theta^3}{9}. \tag{24}$$

Tableau II. — *Valeurs de* $18\pi \cdot \frac{d^2 s}{d\theta^2}$.

θ. \ α.	$\frac{\pi}{8}$.	$\frac{\pi}{4}$.	$\frac{\pi}{2}$.	π.
0	0	0	0	0
0,2	0,650	0,630	0,580	0,530
0,4	1,27	1,26	1,20	1,13
0,6	1,89	1,88	1,82	1,72
0,8	2,5	2,44	2,36	2,18
1	3,05	2,99	2,86	2,44
1,2	3,52	3,47	3,24	2,57
1,4	3,89	3,84	3,53	2,63
1,6	4,13	4,05	3,70	2,66
1,8	3,98	3,99	3,60	2,75
2	3,1	3,0	2,90	2,40
2,08	0	0	0	0

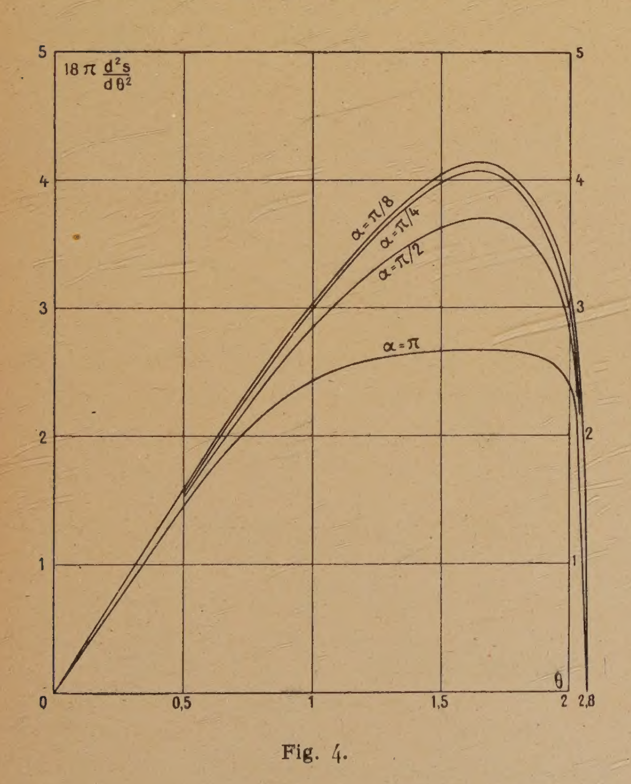


Fig. 4.

Ces deux équations ne contenant pas explicitement U_0, l'élimination de θ entre elles, conduirait à une relation entre s et ζ indépendante de U_0; l'équation de la trajectoire en coordonnées réduites s et ζ ne dépend donc que du paramètre géométrique α, à l'exclusion de toute variable d'origine électrique.

Tableau III. — *Valeurs de* $18\pi \cdot \frac{ds}{d\theta}$.

θ. \ α.	$\frac{\pi}{8}$.	$\frac{\pi}{4}$.	$\frac{\pi}{2}$.	π.
0	0	0	0	0
0,2	0,07	0,065	0,060	0,050
0,4	0,260	0,255	0,230	0,210
0,6	0,580	0,570	0,530	0,500
0,8	1,06	1,0	0,95	0,89
1	1,62	1,54	1,47	1,35
1,2	2,28	2,19	2,09	1,86
1,4	3,02	2,92	2,77	2,38
1,6	3,82	3,70	3,50	2,90
1,8	4,65	4,52	4,23	3,44
2	5,38	4,89	4,90	3,96
2,08	5,56	5,40	5,10	4,14

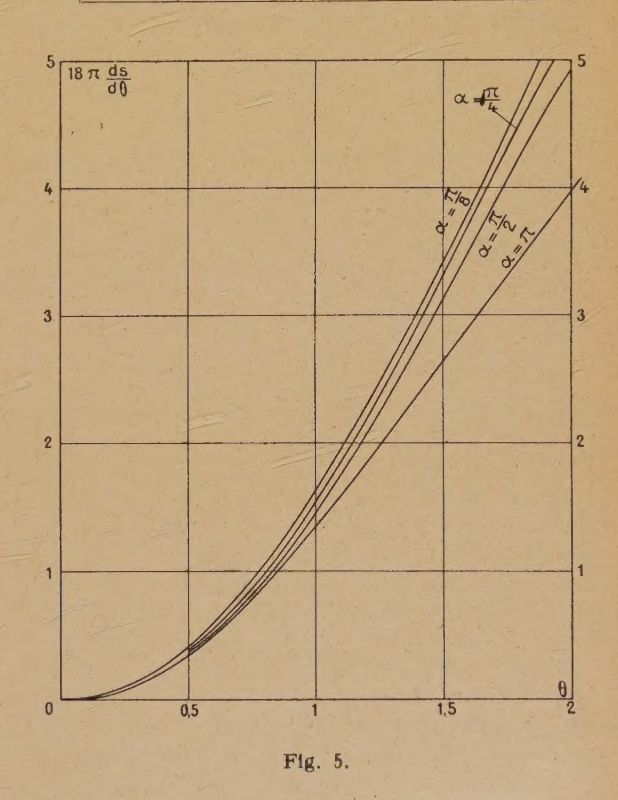


Fig. 5.

De même, l'équation de cette trajectoire en cordonnées non réduites z et r, n'est fonction que des paramètres géométriques a et r.

L'équation (24) a été intégrée pour diverses valeurs de α par deux évaluations d'aire successives.

On trouvera successivement

Les valeurs de $\frac{d^2 s}{d\theta^2}$ en fonction de θ (*fig.* 4 et Tableau II).

Tableau IV. — $18\pi.\Delta s(\theta)$.

θ. \ α.	$\frac{\pi}{8}$.	$\frac{\pi}{4}$.	$\frac{\pi}{2}$.	π.
0	0	0	0	0
0,2	0,0050	0,0045	0,0030	0,0010
0,4	0,035	0,034	0,030	0,025
0,6	0,117	0,115	0,104	0,094
0,8	0,28	0,268	0,250	0,230
1	0,55	0,505	0,490	0,453
1,2	0,93	0,890	0,850	0,660
1,4	1,46	1,40	1,32	1,20
1,6	2,14	2,06	1,95	1,730
1,8	3,00	2,88	2,73	2,36
2	3,98	3,86	3,65	3,10
2,08	4,43	4,32	4,05	3,42

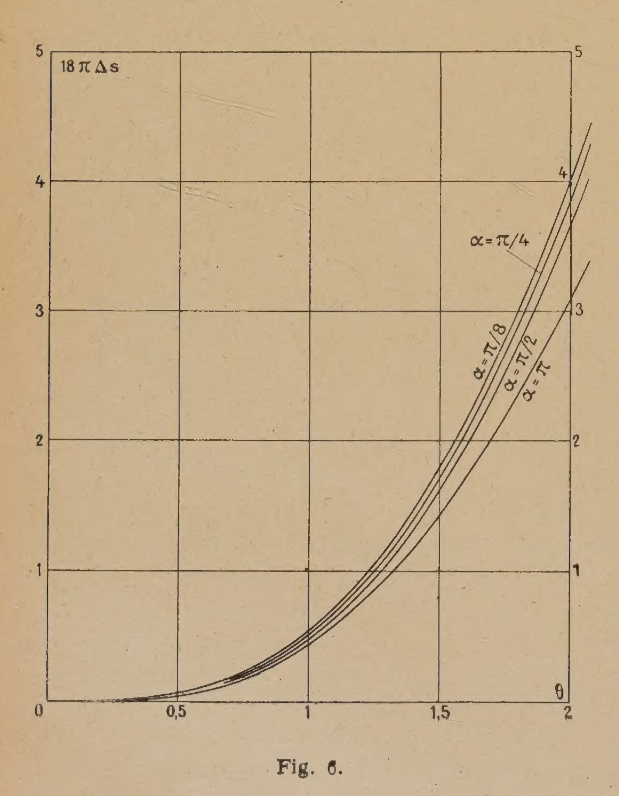


Fig. 6.

Les valeurs de $\frac{ds}{d\theta}$ en fonction de θ (*fig.* 5 et Tableau III).

L'augmentation Δs de s en fonction de θ (*fig.* 6 et Tableau IV).

Cette dernière courbe définit le mouvement radial d'un électron préripherique.

Tableau V. — $18\pi.\Delta s(\zeta)$.

ζ. \ α.	$\frac{\pi}{8}$.	$\frac{\pi}{4}$.	$\frac{\pi}{2}$.	π.
0	0	0	0	0
0,1	0,49	0,48	0,44	0,40
0,2	0,96	0,92	0,88	0,80
0,3	1,44	1,37	1,30	1,18
0,4	1,89	1,82	1,72	1,54
0,5	2,34	2,25	2,14	1,88
0,6	2,77	2,68	2,55	2,22
0,7	3,19	3,09	2,96	2,53
0,8	3,62	3,50	3,32	2,84
0,9	4,04	3,90	3,46	3,13
1	4,42	4,33	3,80	3,43

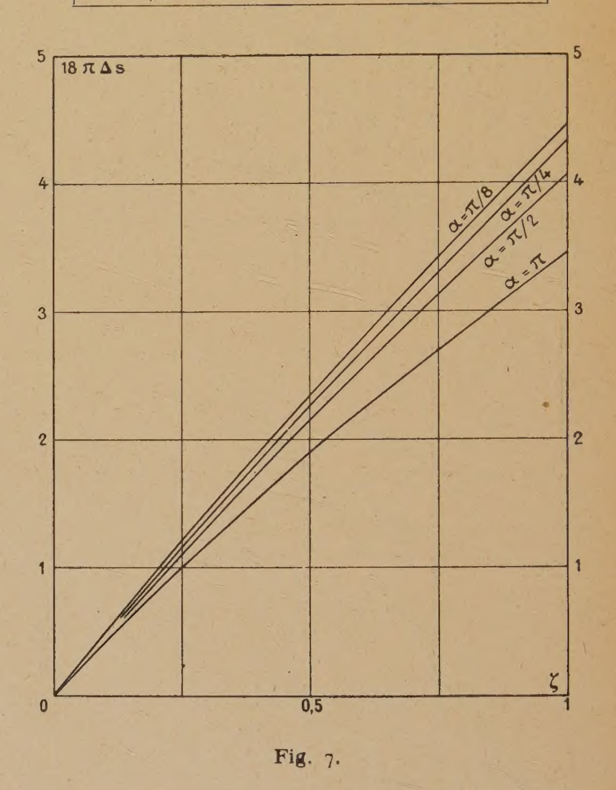


Fig. 7.

L'équation (23)

$$\zeta = \frac{\theta^3}{9}$$

en définit le mouvement longitudinal.

Par élimination du paramètre θ, on obtient donc la trajectoire.

La figure 7 et le Tableau V définissent celle-ci pour diverses valeurs de α.

III. **Conclusion.** — Les calculs précédents nous fournissent la forme du faisceau électronique, dans tous les cas où la divergence du faisceau est suffisamment petite.

TABLEAU VI. — $\frac{\Delta R}{R}$ *pour* $\zeta = 1$.

α.	$\frac{\Delta R}{a}$.	$\frac{\Delta R}{R}$.
π	0,061	0,191
$\frac{\pi}{2}$	0,072	0,112
$\frac{\pi}{4}$	0,0765	0,060
$\frac{\pi}{8}$	0,0780	0,0307
0	0,080	0

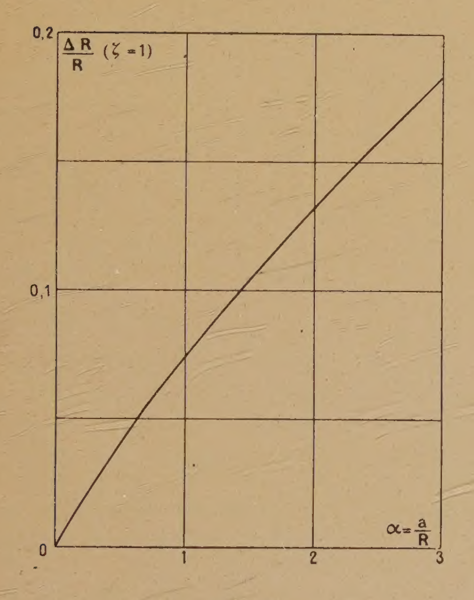


Fig. 8.

Pratiquement, le facteur le plus intéressant est l'augmentation relative $\frac{\Delta R}{R}$ du rayon du faisceau, au niveau de l'anode. Nous savons que ce facteur est indépendant de toute donnée électrique, et peut être exprimé uniquement en fonction du rapport α.

Nous avons utilisé les résultats de la figure 7 et du Tableau V pour tracer la courbe de la figure 8 et dresser le Tableau VI. Ceux-ci indiquent la variation de $\frac{\Delta R}{R}$ en fonction de α au niveau de l'anode, et achèvent de résoudre le problème posé.

Appendice.

Il est possible de généraliser la propriété suivant laquelle la forme du faisceau électronique est indépendante de la tension appliquée :

Soient un ensemble d'électrodes et une cathode, source d'électrons dont nous négligerons l'agitation thermique. Supposons que l'émission électronique soit limitée par la charge d'espace, c'est-à-dire que le champ électrique soit nul au voisinage de la cathode; admettons de plus que les tensions appliquées soient continues et bornons-nous à examiner le cas des régimes permanents.

Dans ces conditions, les trajectoires électroniques sont conservées, lorsque l'on multiplie par un même nombre positif n, les différences de potentiel entre les électrodes et la cathode.

En effet, prenons comme potentiel zéro celui de la cathode, et soient $U_1, U_2, \ldots, U_k, \ldots, U_p$ les potentiels des diverses électrodes; gardons les notations utilisées dans l'article ci-dessus, et désignons par M un point quelconque.

Les équations d'un régime permanent correspondant aux données sont :

$$dU = -\vec{E}\,d\vec{M}, \quad \text{définition du potentiel;} \quad (1)$$

$$\operatorname{div}\vec{E} = -4\pi\rho, \quad \text{équation de Poisson;} \quad (2)$$

$$-e\vec{E} = m\frac{d^2\vec{M}}{d\tau^2}, \quad \text{équation de la dynamique;} \quad (3)$$

$$d\vec{M} = \vec{v}\,d\tau, \quad \text{définition de } v\text{;} \quad (4)$$

$$\operatorname{div}(\rho\vec{v}) = 0, \quad \text{conservation de la charge;} \quad (5)$$

jointes aux conditions aux limites

$U = U_1$ sur la 1re électrode,
$U = U_2$ » 2e » ,
$U = U_p$ » $p^{\text{ième}}$ » .

Examinons maintenant si la distribution de champ

$$\vec{E}' = n\vec{E} \quad (n \text{ étant un nombre positif quelconque}) \quad (7)$$

est susceptible d'être obtenue par un choix convenable des potentiels U_k.

D'après l'équation (1), ce champ dérive du potentiel

$$U' = nU. \quad (8)$$

D'après l'équation (2), il correspond à la distribution spatiale de charges

$$\rho' = n\rho. \quad (9)$$

L'équation (3) garde la même forme si, ayant remplacé $\vec{E}'$ par $\overrightarrow{nE}$, on y fait apparaître la variable $n^{\frac{1}{2}}\tau'$ au lieu de τ'.

On obtient donc, dans les deux cas la même tra-

jectoire pour un électron issu sans vitesse initiale d'un point M_0 donné de la cathode, et il existe entre les durées de transit la correspondance

$$\tau' = n^{-\frac{1}{2}}\tau. \tag{10}$$

L'équation (4) devient pour le nouveau régime

$$\vec{v}' = \frac{\overrightarrow{\mathrm{d}M'}}{\mathrm{d}\tau'} = n^{\frac{1}{2}}\frac{\overrightarrow{\mathrm{d}M}}{\mathrm{d}\tau} = n^{\frac{1}{2}}\vec{v}. \tag{11}$$

Enfin l'équation (5) se trouve identiquement vérifiée par les expressions (9) et (11).

Il résulte de ce qui précède que le régime dont les divers éléments sont caractérisés par l'indice ′ satisfait aux 5 équations fondamentales du problème.

De plus, dans ce régime, $\vec{E}'$ s'annule sur la cathode; au voisinage de celle-ci, son sens est comme celui de $\vec{E}$, tel qu'il permette l'extraction des électrons.

Enfin U' est constant sur les diverses électrodes. Sa valeur sur la $k^{\text{ième}}$ est

$$U'_k = nU_k. \tag{12}$$

Le régime décrit satisfait donc à toutes les conditions imposées, lorsque les électrodes sont portées aux potentiels respectifs définis par la relation précédente.

Il est donc bien un des régimes permanents correspondant à ces dernières données.

Ce qui démontre la proposition étudiée.

Celle-ci a le même énoncé qu'un théorème classique d'optique électronique valable seulement quand tout effet de charge d'espace est négligé.

Manuscrit reçu le 28 juillet 1944.

PARCOURS DES RAYONS α DE L'IONIUM

Par Irène CURIE et S. T. TSIEN.

Sommaire. — On détermine, au moyen d'un amplificateur proportionnel, le parcours des rayons α de l'ionium, par différence avec celui des rayons α du polonium. Admettant, pour le parcours moyen des rayons α, du polonium 3,843 ± 006 cm, on trouve, pour l'ionium 3,110 ± 0,010 cm, dans l'air à 15° et 760 mm de pression. On en déduit, pour l'énergie initiale des rayons α de l'ionium, une valeur de 4,62 MeV.

Les diverses déterminations qui ont été faites du parcours des rayons α de l'ionium sont anciennes et n'ont pas donné des résultats très concordants [1]; la vitesse initiale de ces rayons n'ayant pu être déterminée par la déviation magnétique, à cause de la faible activité de l'ionium, il subsiste une assez grande incertitude sur la valeur à admettre pour l'énergie de désintégration. Nous avons repris l'étude du parcours, en vue de déterminer cette énergie de manière plus précise.

Le parcours est mesuré au moyen d'une chambre montée sur un amplificateur proportionnel. Le faisceau des rayons α canalisés émis par une couche mince d'un mélange ionium-thorium pénètre dans une chambre différentielle [2] dont les deux compartiments ont chacun une épaisseur de 2 mm. La feuille d'entrée du premier compartiment et la feuille qui sépare les deux parties de la chambre sont en aluminium mince absorbant environ 0,8 mm du parcours. La chambre est reliée à l'amplificateur proportionnel qui communique ses impulsions à un oscillographe cathodique : on observe visuellement seulement les impulsions supérieures à 60 pour 100 de l'élongation maximum, ce qui revient à diminuer l'épaisseur efficace de la chambre, et, par conséquent, augmenter le pouvoir séparateur.

La source a été préparée sur une feuille de platine, par électrolyse du nitrate de Io-Th en solution alcool-acétone [3], puis chauffée au rouge pour transformer le dépôt en oxyde. Nous avons utilisé successivement deux mélanges de Io-Th, l'un à 10 pour 100 Io, l'autre à 28 pour 100 Io, donnant respectivement, en couche mince, des activités de 2 U. E. S. et 5,7 U. E. S. par mg d'oxyde. D'après les activités superficielles (environ 0,4 U. E. S. sur 1 cm² et 0,1 U. E. S. sur un disque de 3 mm de diamètre), on estime la masse superficielle des deux sources à 0,19 et 0,25 mg/cm²; on calcule que l'absorption des rayons α dans la couche active doit être de 0,5 mm et 0,7 mm d'air respectivement. On a donc corrigé les résultats obtenus pour le parcours moyen, de la moitié de cette valeur.

Comme il est difficile d'avoir une valeur absolue du parcours en raison de la difficulté qu'il y a à déterminer la partie de la chambre qui doit être prise comme origine des distances, on a déterminé le parcours des rayons de l'ionium par différence avec ceux du polonium. Une petite source de polonium, fraîchement préparée par électrolyse, d'intensité analogue à la source d'ionium, a été utilisée

dans des conditions tout à fait semblables; cette source peut être considérée comme infiniment mince.

Le faisceau de rayons α, canalisé dans un angle solide de $7,8.10^{-3}$ stéradians, était limité par un diaphragme de 2 mm placé sur la source et un diaphragme de 2 mm placé à 2 cm de celle-ci. Tout le système source-canaliseur pouvait être éloigné ou rapproché de la chambre, et la distance était mesurée par un vernier au 1/20ᵉ de millimètre. Le nombre de rayons comptés est de 30 par minute dans la région du maximum, pour la source la plus forte.

Quand on trace les courbes qui représentent le nombre de rayons qui se terminent dans la chambre en fonction de la distance de la source, on obtient des courbes en cloche, avec un petit excès de rayons courts, ainsi que cela a toujours été observé pour les divers groupes de rayons α étudiés à l'appareil Wilson ou à l'amplificateur proportionnel. La largeur de la courbe est 2,2 mm avec le polonium et 2,7 et 2,9 mm respectivement, avec les deux sources d'ionium-thorium, ce qui s'accorde avec ce que l'on prévoit d'après l'absorption de la couche active.

Le petit excès de rayons courts obtenu avec les sources d'ionium-thorium est un peu plus grand que dans le cas du polonium, et pourrait être dû en partie à une raie de structure fine. Il n'y a cependant pas de raison suffisante pour l'interpréter ainsi. D'ailleurs, les résultats obtenus sur le rayonnement γ font prévoir que les raies de structure fine sont trop faibles pour être observées [4].

Plusieurs expériences ont été faites avec chaque source d'ionium et avec deux sources de polonium. Les parcours obtenus ont été corrigés pour ramener à la pression de 760 mm et à la température de 15°. Il se trouve que les différences de pression et de température ont été grandes entre les diverses déterminations : toutefois, les valeurs obtenues après correction se sont montrées très concordantes.

En admettant pour le parcours moyen des rayons α du polonium, la valeur $3,843 \pm 0,006$ cm [5], on a obtenu, pour le parcours moyen des rayons α, de l'ionium, les valeurs (en cm) :

Première source........	3,120	3,104	3,107
Deuxième source.......	3,110	3,112	3,107

On peut admettre, pour le parcours moyen des rayons α de l'ionium, dans l'air à 15° et 760 mm de pression, la valeur $R_{10} = 3,110 \pm 0,010$ cm. Le parcours extrapolé serait 3,14 cm, admettant 3,87 cm [6] pour celui des rayons α du polonium. Ceci correspond à une énergie des rayons α de 4,62 MeV et une vitesse initiale de $1,491.10^{9}$ cm/sec.

Les valeurs des parcours extrapolés trouvées précédemment correspondaient aux parcours moyens suivants (en cm) :

Geiger et Nuttall (1911)..........	3,0
Meyer, Hess et Paneth (1914).....	3,11
Geiger (1921)....................	3,16

La valeur que nous trouvons concorde très exactement avec la détermination de Meyer, Hess et Paneth.

Le mélange ionium-thorium à 28 pour 100 d'ionium avait été donné à Marie Curie par le professeur Stefan Meyer. Stephan Meyer avait déterminé le poids atomique de ce mélange, et en avait déduit la proportion d'ionium. Connaissant la quantité d'ionium, on peut mesurer la constante radioactive de ce corps en évaluant le nombre de rayons α émis, ce qui peut se faire de diverses manières : par la mesure de l'activité, par la mesure du radium formé, par la mesure de la chaleur dégagée. Marie Curie et S. Cotelle [7] avaient déterminé, sur ce mélange, la quantité de radium formée et Winand [8] avait mesuré la chaleur dégagée. Ces auteurs avaient ainsi obtenu des périodes de 82 500 et 80 000 ans respectivement.

Il y a lieu d'apporter une petite correction à la valeur de Winand, cet auteur ayant utilisé, pour l'énergie des rayons α, la valeur déduite du parcours de Geiger, soit 4,66 MeV. La valeur 4,62 étant plus faible de 0,87 pour 100, pour un dégagement de chaleur déterminé, il faut un nombre de rayons un peu plus grand, la période est donc un peu plus faible, environ 79 000 ans au lieu de 80 000, valeur en parfait accord avec la valeur ancienne de Soddy et Hitchins [9]. La précision expérimentale des diverses déterminations étant de l'ordre de 3 pour 100, on peut admettre, pour la période de l'ionium, la valeur de 80 000 ans, intermédiaire entre la valeur de Marie Curie et Mᵐᵉ Cotelle et de Soddy et Hitchins et Winand.

Travail effectué au Laboratoire Curie de l'Institut du Radium et au Laboratoire de Chimie nucléaire du Collège de France.

Manuscrit reçu le 17 avril 1945.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] H. Geiger et J. M. Nuttall, *Phil. Mag.*, 1911, **201**, p. 618; Stephan Meyer, V. F. Hess et F. Paneth, *Wien. Ber.*, 1914, **123**, p. 1472; H. Geiger, *Zeit. für Phys.*, 1921, **8**, p. 45.
[2] E. Rutherford, F. A. B. Ward et C. E. Wynn-Williams, *Proc. Roy. Soc.*, 1930, **129**, p. 211.
[3] S. Cotelle et M. Haïssinsky, *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **206**, p. 1644.
[4] A. G. Ward, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1939, **35**, p. 322.
[5] M. G. Holloway et M. S. Livingston, *Phys. Rev.*, 1938, **54**, p. 18.
[6] I. Curie, *Ann. de Phys.*, 1925, **3**, p. 299.
[7] M. Curie et S. Cotelle, *C. R. Acad. Sc.*, 1930, **190**, p. 1289.
[8] L. Winand, *J. de Phys. et Rad.*, 1937, **8**, p. 459.
[9] F. Soddy et F. R. Hitchins, *Phil. Mag.*, 1924, **47**, p. 1148.

ÉTUDE PAR SPECTROPHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE DE LA RÉPARTITION D'ÉNERGIE DANS LE SPECTRE CONTINU DU XÉNON EXCITÉ PAR DES DÉCHARGES CONDENSÉES

Par M. Marcel LAPORTE,
Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy.

Sommaire. — Ce Mémoire indique comment il est possible d'obtenir, par spectrophotométrie photographique, la loi de répartition d'énergie lorsque l'on dispose d'une source de comparaison dont la répartition spectrale d'énergie est connue.

On sait qu'il est possible, par des excitations électriques convenables des gaz ou des vapeurs « monoatomiques », d'obtenir des sources de lumière donnant lieu en même temps qu'à des spectres de raies dont l'étude a fait l'objet de nombreux travaux, à des spectres « continus » qui sont beaucoup moins bien connus ([1]). Relativement, en particulier, au spectre continu que l'on obtient par des décharges condensées dans le xénon, sous des pressions de quelques millimètres de mercure seulement, nous nous sommes proposés, en utilisant les enregistrements au microphotomètre des photographies des spectres, de traiter les problèmes suivants :

1° détermination de la courbe de répartition spectrale d'énergie;

2° détermination des coefficients d'auto-absorption du gaz excité par la décharge pour les radiations qu'il émet;

le but final de cette double étude étant d'élucider le mécanisme encore inconnu de l'émission d'un spectre continu par un gaz « monoatomique » et sous « faible pression ».

L'existence d'une auto-absorption sélective du gaz peut être mise en évidence par des expériences qualitatives simples, telle que l'observation du changement de coloration de la lumière émise suivant que l'on examine le tube à décharge latéralement (source de faible épaisseur), ou en bout (source plus épaisse), ou celle du changement de coloration, au premier abord paradoxal, d'un tube examiné en bout, mais à des distances différentes. Il en résulte que, si l'on désire étudier la répartition spectrale de la lumière réellement émise, c'est-à-dire non modifiée par absorption sélective, il importe d'utiliser des sources de faible épaisseur, celle par exemple, constituée par la décharge dans un tube de quelques millimètres seulement de diamètre et observé « latéralement ».

Dans le cas du xénon, nous utiliserons effectivement, en observation latérale, un segment de tube de quelques centimètres de longueur et de 15 mm de diamètre, disposé à quelques décimètres de la fente d'un spectrographe placé perpendiculairement à l'axe du tube.

Rappelons que des décharges condensées périodiques (50 p/sec), peuvent être obtenues de la manière suivante : on alimente, sous tension alternative (110 V, 50 p/sec), le primaire d'un transformateur élévateur de tension; le courant secondaire, redressé par un phanotron, charge un condensateur; le tube à décharge est branché entre les armatures du condensateur avec interposition d'un thyratron dont la grille est polarisée de façon que la décharge ne puisse commencer que sous une tension nettement supérieure à la tension d'allumage propre du tube.

Dans ces conditions, un élément de tube constitue une source lumineuse S de petites dimensions, relativement à la distance r de la fente du spectrographe; cette source fonctionne par éclairs très intenses, de très courtes durées (10^{-5} sec environ), se succédant à une fréquence de 50 p/sec.

Il importe avant tout de préciser ce que, avec une telle source, nous appelerons loi de répartition spectrale d'énergie.

Dans les conditions expérimentales ci-dessus précisées et pour une fente fine du spectrographe, nous supposerons :

1° que, de tous les points de la source, la fente est vue sous un même angle solide $\Delta\theta$;

2° que la brillance de tous les éléments de la source dans la direction de la fente est la même.

Nous pouvons alors poser que l'énergie rayonnée par la source à travers la fente, dans un intervalle de temps dt par les radiations de longueurs d'onde comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$ est

$$d^2 W(\lambda, t) = \Delta\theta \, \varphi(\lambda, t) \, d\lambda \, dt; \qquad (1)$$

([1]) Marcel Laporte, Production de spectres continus par excitation électrique des gaz rares (*J. de Physique*, 1938, **9**, p. 228).

si T est la durée d'un éclair, l'énergie rayonnée par éclair est

$$\mathrm{d}\,W(\lambda) = \Delta\theta\,\mathrm{d}\lambda \int_0^T \varphi(\lambda,\,t)\,\mathrm{d}t; \tag{2}$$

posons

$$\frac{1}{T}\int_0^T \varphi(\lambda,\,t)\,\mathrm{d}t = \Phi(\lambda),$$

l'énergie « moyenne » par éclair ou flux moyen rayonné vers la fente dans l'intervalle considéré de longueurs d'onde est

$$\frac{1}{T}\,\mathrm{d}\,W(\lambda) = \Delta\theta\,\Phi(\lambda)\,\mathrm{d}\lambda; \tag{3}$$

la fonction

$$\Phi(\lambda) = \frac{1}{T}\,\frac{1}{\Delta\theta}\,\frac{\mathrm{d}\,W(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda} \tag{4}$$

caractérise la répartition de l'énergie rayonnée par la source, par unité d'angle solide, dans la direction de la fente, pendant un éclair : elle exprime, par définition, la loi de répartition spectrale absolue de la lumière émise.

Nous nous contenterons de chercher une loi de répartition « relative »

$$R(\lambda) = \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi(\lambda_r)} = \frac{\mathrm{d}\,W(\lambda)}{\mathrm{d}\,W(\lambda_r)} \tag{5}$$

en prenant comme terme de comparaison une radiation de référence de longueur d'onde λ_r.

Remarquons que Φ (λ) n'est autre, par définition, que l'intensité spectrale moyenne de la source dans la direction considérée, on a donc

$$\Phi(\lambda) = I(\lambda). \tag{6}$$

Par ailleurs, si B (λ) représente la brillance spectrale moyenne de la source dans la direction de la fente et Σ sa surface apparente relative à cette direction, on a, par définition,

$$B(\lambda) = \frac{I(\lambda)}{\Sigma}; \tag{7}$$

la loi de répartition relative de la source peut donc s'écrire

$$R(\lambda) = \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi(\lambda_r)} = \frac{I(\lambda)}{I(\lambda_r)} = \frac{B(\lambda)}{B(\lambda_r)}, \tag{8}$$

c'est-à-dire que l'on peut chercher indistinctement la loi de répartition des flux, celle des intensités ou celle des brillances; c'est effectivement ce que font les différents auteurs dans les questions de ce genre.

Pour déterminer la loi de répartition spectrale, nous allons nous ramener à déterminer la loi de répartition des éclairements relatifs du spectre. Il nous faut, pour cela, trouver une relation entre l'intensité spectrale I (λ) et l'éclairement correspondant de l'image spectrale de la fente.

Éclairement d'une image spectrale de la fente. — Soit x, l'abscisse, rapportée à une origine quelconque sur le spectre, de l'image d'une fente très fine de largeur dl, x est une fonction de λ

$$x = D(\lambda), \tag{9}$$

la courbe représentant cette fonction est, par définition, la « courbe de dispersion » du spectrographe, qu'il est facile de déterminer expérimentalement; nous supposerons que cette détermination a été faite.

Si la fente a une largeur Δl, son image spectrale a une largeur $k.\Delta l$, k étant égal au rapport des distances focales (relatives à la longueur d'onde λ) de la lentille collimatrice et de celle de l'objectif.

Très souvent, et c'est le cas du spectrographe achromatique que nous utiliserons, $k = 1$ pour toutes les longueurs d'onde : toutes les images spectrales auront mêmes dimensions que celles de la fente, c'est-à-dire qu'elles occuperont, sur le spectre, une bande comprise entre les abscisses $x - \frac{\Delta l}{2}$ et $x + \frac{\Delta l}{2}$ et de même hauteur h que la fente.

D'après (9), on a

$$\mathrm{d}\lambda = \frac{\mathrm{d}x}{D'(\lambda)};$$

si la largeur des fentes utilisées reste faible, de l'ordre de quelques centièmes de millimètre, nous aurons aussi

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta l}{D'(\lambda)}, \tag{10}$$

c'est-à-dire que chaque bande spectrale de largeur Δl reçoit des radiations dont les longueurs d'onde sont réparties dans un intervalle $\Delta\lambda$; le spectre n'est plus pur.

Si nous négligeons les différentes pertes par absorption, diffusion, etc. dues à la traversée du spectrographe, le flux moyen relatif à la durée d'un éclair, reçu par cette petite bande spectrale est, d'après (3),

$$\frac{1}{T}\,\Delta\,W(\lambda) = \Delta\theta\,\Phi(\lambda)\,\Delta\lambda,$$

remarquant que

$$\Delta\theta = \frac{h\,\Delta l}{r^2},$$

l'éclairement moyen, par éclair, de cette bande de surface $h.\Delta l$ est

$$E(\lambda) = \frac{1}{r^2}\,\Phi(\lambda)\,\Delta\lambda,$$

où, d'après (10),

$$E(\lambda) = \frac{1}{r^2}\,\Phi(\lambda)\,\frac{\Delta l}{D'(\lambda)}; \tag{11}$$

nous aurons de même, relativement à la radiation de

référence

$$E(\lambda_r) = \frac{1}{r^2}\Phi(\lambda_r)\frac{\Delta l_r}{D'(\lambda_r)}, \qquad (11')$$

et, en tenant compte de (5),

$$R(\lambda) = \frac{\Delta l_r}{\Delta l}\,\frac{D'(\lambda)}{D'(\lambda_r)}\,\frac{E(\lambda)}{E(\lambda_r)}. \qquad (12)$$

Ainsi, la détermination de la loi de répartition spectrale se ramène, puisque $D'(\lambda)$ et $D'(\lambda_r)$ sont connus d'après la courbe de dispersion, que Δl et Δl_r sont mesurables, à déterminer le rapport des éclairements de bandes spectrales autour des radiations λ et λ_r.

Si ces deux bandes sont prises sur un même spectre, $\Delta l = \Delta l_r$, la formule (12) se simplifie.

Remarque. — Remarquons en passant que, d'après la formule (11), l'éclairement d'un spectre continu est proportionnel à la largeur de la fente du spectrographe; on sait que, au contraire, dans le cas d'un spectre de raies, les images monochromatiques ou sensiblement monochromatiques, ont un éclairement « indépendant » de la largeur de la fente, car, si le flux reçu par l'image augmente proportionnellement à la largeur de la fente, il en est de même de la surface de l'image, cependant que ce flux demeure constitué seulement par la radiation monochromatique de la lumière correspondant à la raie spectrale.

Il en résulte que l'emploi des fentes fines conserve leur brillance aux raies spectrales, tandis qu'il atténue celle du fond continu.

On conçoit que les spectroscopistes intéressés par les raies spectrales aient constamment employé des fentes fines afin d'augmenter la précision dans la détermination des longueurs d'onde et que cette pratique ait conduit à rendre si faible le fond continu qu'il a pu passer inaperçu dans beaucoup de spectres où, cependant, il existe réellement.

Méthode d'investigation des éclairements spectraux. — Revenant à la question qui nous intéresse, nous voyons, d'après (12), que nous avons à déterminer les rapports tels que $\frac{E(\lambda)}{E(\lambda_r)}$ dans toute l'étendue du spectre. La méthode la plus directe consisterait à déplacer, dans le spectre, une pile thermoélectrique ou tout autre récepteur sensiblement « linéaire » et « non sélectif », c'est-à-dire dont la sensibilité soit indépendante de la longueur d'onde.

Une telle méthode est inapplicable dans le cas actuel de la décharge condensée dans le xénon à cause de la superposition au spectre continu d'un riche spectre de raies. Cette difficulté disparaît par l'emploi du microphotomètre enregistreur dans l'étude des clichés spectraux; en effet, les enregistrements microphotométriques, que nous appellerons « photogrammes » présentent, pour chaque raie, une pointe plus ou moins accusée, mais il est facile, en négligeant ces pointes, d'interpoler le contour qui correspond au seul spectre continu. En outre, la plaque intègre l'énergie du rayonnement pendant toute la durée du temps de pose, ce qui est un avantage pour l'étude des spectres continus dont l'intensité spectrale est faible.

On sait que, dans l'enregistrement d'un cliché spectral au microphotomètre, l'on fait tomber sur une bande très étroite du cliché un flux lumineux invariable F; ce flux est plus ou moins absorbé en traversant le cliché; le flux transmis f, irradie une cellule photoélectrique; l'intensité du courant photoélectrique, proportionnel au flux f, provoque la déviation, sur un papier sensible, du spot ponctuel d'un galvanomètre traversé par ce courant; une translation du cliché perpendiculaire à la déviation du spot engendre une courbe enregistrée sur le papier sensible; cette courbe constitue le « photogramme » de l'enregistrement.

Rappelons que l'on appelle « opacité vraie » de la bande spectrale, le quotient

$$\Omega = \frac{F}{f} \qquad (13)$$

du flux incident au flux transmis et « densité vraie » le logarithme décimal de cette opacité. L'une ou l'autre de ces quantités peut servir à caractériser avec précision ce que l'on appelle le « noircissement » de la plaque dans la région explorée.

Lorsque l'opacité est infinie, c'est-à-dire lorsque le flux transmis est nul, le spot du galvanomètre occupe une certaine position que nous prendrons comme origine de ses déplacements; en l'absence de toute absorption, le flux qui irradie la cellule, est F, soit Z la déviation correspondante du spot; à un flux inférieur f, correspond une déviation z qui est proportionnelle à f.

L'opacité en un point du cliché est donc

$$\Omega = \frac{F}{f} = \frac{Z}{z}, \qquad (14)$$

rapport facile à mesurer sur le photogramme.

En l'absence de toute impression de la plaque, une fraction du flux incident n'est pas transmise (pertes dues à l'absorption par la gélatine, pertes par diffusion, réflexion, etc.), nous rassembleront toutes ces pertes sous le nom de « voile de fond ». Avec des plaques de fabrication homogène et récente et en prenant des précautions convenables pour leur développement, le voile de fond et les pertes qui en résultent sont sensiblement les mêmes, comme il est facile et nécessaire de s'en assurer, en tous les points d'une même plaque. Dans ces conditions, si f_0 est le flux transmis à travers le voile de fond, on considère que le noircissement

d'une partie impressionnée correspond à une opacité

$$O = \frac{f_0}{f} = \frac{z_0}{z}, \qquad (15)$$

qui est appelée « opacité utile ».

La « densité utile » est définie comme le logarithme décimal de l'opacité utile, qui est déterminée expérimentalement en mesurant, sur le photogramme, les déviations z_0 et z du spot correspondant respectivement à une région non impressionnée et à la région explorée du cliché.

Nous avons vu, (12), que la détermination de la loi de répartition spectrale se ramène à celle des rapports des éclairements $\frac{E(\lambda)}{E(\lambda_r)}$ et nous venons de voir que les enregistrements au microphotomètre permettent de déterminer les opacités ou les densités aux différents points d'un cliché spectral, il en résulte que, pour obtenir la loi de répartition cherchée, il nous suffit de trouver une relation entre les opacités et les éclairements.

Relation entre les opacités en deux points d'un cliché spectral, les éclairements et les temps de pose. — Les difficultés pour obtenir cette relation sont de deux ordres :

1° Il s'agit d'un cliché spectral, c'est-à-dire dont les différents points ont été impressionnés avec des radiations de longueurs d'onde différentes; or, les plaques photographiques sont des récepteurs « sélectifs », c'est-à-dire que l'opacité en un point est, non seulement fonction de l'éclairement et du temps de pose, mais aussi de la longueur d'onde de la lumière qui a impressionné la plaque en ce point du cliché spectral.

2° En ce qui concerne le temps de pose, une autre difficulté résulte de ce que l'opacité ne dépend pas uniquement de la valeur globale du temps de pose, mais aussi du mode d'illumination; en particulier, l'opacité n'est pas la même pour une pose continue de durée P à illumination constante ou pour une série de poses interrompues, même si la somme de ces poses est égale à P.

En raison de ces propriétés des plaques, nous ne pourrons tirer, d'un rapport mesuré des opacités, le rapport correspondant des éclairements que si :

1° L'illumination de la plaque aux deux points considérés a été faite avec une même lumière monochromatique;

2° Les conditions de l'illumination de la plaque aux deux points considérés ont été identiques, par exemple, illuminations continues d'intensité constante ou, et c'est le cas qui nous intéresse, illuminations interrompues, mais de même durée et à la même fréquence.

La comparaison des opacités pourra donc porter sur deux points de la plaque correspondant à une même longueur d'onde, points situés soit sur deux spectres du tube à xénon, soit sur un spectre du tube à xénon et sur celui d'une autre source, par exemple d'une lampe à hydrogène, à condition, toutefois, que celle-ci ait été interrompue de façon à fournir des éclairs de même durée et de même fréquence que le tube à xénon.

Ces conditions étant ainsi précisées, rappelons-nous qu'une relation entre le noircissement d'une plaque ou, plus exactement, entre la densité utile D, l'éclairement E et le temps de pose t, a été étudiée par de nombreux auteurs, notamment par Schwarzschild dans le cas de poses ininterrompues et avec des sources d'intensité constante dans le temps. On sait, qu'en lumière monochromatique, Schwarzschild a établi que la densité est une fonction du produit $E.t^p$, l'exposant p étant une constante dont la valeur dépend de la plaque et de la longueur d'onde; p est différent de l'unité, ce qui signifie que l'opacité n'est pas, comme on aurait pu le supposer, fonction de l'énergie du rayonnement qui a impressionné la plaque.

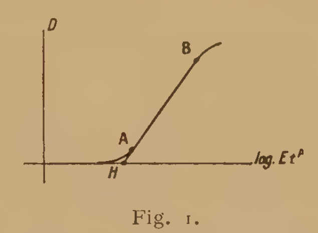


Fig. 1.

Les courbes représentant les variations de la densité en fonction du logarithme du produit $E.t^p$ ont l'allure représentée figure 1; elles ont le caractère remarquable de présenter une partie rectiligne AB dans un certain domaine de variations de E et de t; si donc les conditions expérimentales correspondent à ce domaine, on peut poser

$$D = \gamma \log(E t^p) - \gamma \log(E_H t_H^p), \qquad (16)$$

que l'on peut écrire

$$D = \gamma \log E + \gamma' \log t - \gamma \log H, \qquad (17)$$

avec $\gamma' = p.\gamma$ et en posant

$$H = E_H t_H^p \qquad (18)$$

pour représenter l'abscisse du point H de rencontre de la droite AB avec l'axe des abscisses. C'est cette relation (16) qui est utilisée en spectrophotométrie photographique. Il nous a paru que l'on pouvait essayer de généraliser cette méthode au cas qui nous intéresse, c'est-à-dire au cas d'une source fonctionnant par éclairs très brefs et très intenses.

De la validité de la loi de Schwarzschild dans le cas d'une source fonctionnant par éclairs

périodiques. — Il n'est nullement certain, *a priori*, que la loi de Schwarzschild établie dans le cas de sources d'intensité constante, soit encore applicable dans le cas de sources dont l'intensité instantanée est extrêmement variable, puisqu'elle part de zéro, passe par un maximum très prononcé, redevient et reste nulle pendant l'intervalle de deux éclairs, c'est-à-dire pendant un temps très long comparé à celui de l'illumination. C'est donc seulement l'expérience qui peut décider si la loi est encore valable. Mais cette vérification expérimentale se heurte, elle-même, à des difficultés. D'une part, nous ne pouvons mesurer les éclairements instantanés ou moyens (cette difficulté sera surmontée comme nous le verrons un peu plus loin, car, sans connaître les éclairements, il est, en effet, possible de les faire varier de façon connue); d'autre part, la durée d'un éclair n'est pas exactement connue; cette durée, variable avec les constantes électriques (capacité, impédance, etc.) du circuit de décharge n'a pu être déterminée exactement : nous ne pourrons donc mesurer que des temps de pose « apparents » correspondant à un grand nombre de périodes de la source.

Le temps de pose « apparent » sera, soit le temps écoulé entre la mise en route et l'arrêt de l'alimentation du tube, soit, ce qui est préférable si l'on désire que se soit établi un régime stable de fonctionnement, le temps écoulé entre l'instant où l'on découvre la fente du spectrographe et l'instant où on l'obture à nouveau.

Mais, si les éclairs sont bien réguliers, le temps de pose vrai t est une fraction bien déterminée du temps de pose apparent τ

$$t = m\tau, \tag{19}$$

le coefficient m étant, d'ailleurs, imparfaitement connu.

Remarquons alors que la loi de Schwarzschild [form. (16)], peut s'écrire

$$D = \gamma \log \frac{E}{E_{\text{H}}} + \gamma' \log \frac{t}{t_{\text{H}}}; \tag{20}$$

d'autre part, nous avons, d'après (11),

$$E(\lambda) = \frac{1}{r^2} \frac{\Phi(\lambda)}{D'(\lambda)} \Delta l;$$

désignons par Δl_{H} la largeur de fente qui, pour la source utilisée, correspondrait à l'éclairement E_{H} : nous aurons

$$E_{\text{H}}(\lambda) = \frac{1}{r^2} \frac{\Phi(\lambda)}{D'(\lambda)} \Delta l_{\text{H}};$$

on a donc

$$\frac{E}{E_{\text{H}}} = \frac{\Delta l}{\Delta l_{\text{H}}}, \tag{21}$$

de même le temps de pose vrai t_{H} correspond à un certain temps de pose apparent défini par (19)

$$t_{\text{H}} = m\tau_{\text{H}},$$

nous aurons donc

$$\frac{t}{t_{\text{H}}} = \frac{\tau}{\tau_{\text{H}}}; \tag{22}$$

par suite, si la loi de Schwarzschild [form. (20)], est applicable, nous aurons

$$D = \gamma \log \frac{\Delta l}{\Delta l_{\text{H}}} + \gamma' \log \frac{\tau}{\tau_{\text{H}}}; \tag{23}$$

inversement, si nous vérifions expérimentalement la relation (23), nous aurons établi que la loi de Schwarzschild s'applique à la source fonctionnant par éclairs.

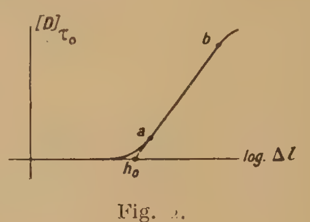


Fig. 2.

Pour faire cette vérification, opérons d'abord à temps de pose apparent constant, soit τ_0; nous devrons vérifier qu'en faisant varier la largeur de fente, la densité varie suivant la relation

$$(D)_{\tau_0} = \gamma \log \Delta l - \gamma \log\left(\Delta l_{\text{H}} \frac{\tau_{\text{H}}^p}{\tau_0^p}\right); \tag{23'}$$

opérons ensuite à largeur de fente constante, soit Δl_0 : nous devrons vérifier qu'en faisant varier le temps de pose, la densité varie suivant la relation

$$(D)_{\Delta l_0} = \gamma' \log\tau - \gamma' \log\left(\tau_{\text{H}} \frac{\Delta l_{\text{H}}^{\frac{1}{p}}}{\Delta l_0^{\frac{1}{p}}}\right); \tag{23''}$$

sous les formes (23′) et (23″), les vérifications expérimentales sont possibles : pour vérifier (23′), on prendra, sur la même plaque, à temps de pose apparent constant, différents spectres d'une même source avec des largeurs de fente différentes et connues; les photogrammes permettent, comme nous l'avons indiqué, de déterminer les densités des points correspondants sur les différents spectres à une même longueur d'onde et, par suite, de tracer la courbe

$$(D)_{\tau_0} = f(\Delta l),$$

si l'expérience montre qu'avec la source de xénon cette courbe présente effectivement une partie rectiligne ab (*fig.* 2) dont on peut mettre l'équation sous la forme

$$(D)_{\tau_0} = g \log \Delta l - g \log \Delta l_{h_0} \tag{24}$$

et si l'on montre, en outre, en recommençant les mêmes opérations avec des temps de pose différents, que le coefficient g est indépendant de τ_0 on pourra, comparant les relations (23′) et (24), identifier

$$g = \gamma \quad \text{et} \quad \Delta l_H \tau_H^p = \Delta l_{h_0} \tau_0^p.$$

Pour vérifier la relation (23″), on opèrera de façon analogue, c'est-à-dire que l'on prendra, sur une même plaque, avec une même largeur de fente Δl_0, différents spectres avec des temps de pose apparents différents et connus; les photogrammes correspondants permettront de déterminer les densités des points relatifs sur les différents spectres à une même longueur d'onde et, par suite, de tracer la courbe

$$(D)_{\Delta l_0} = \varphi(\tau),$$

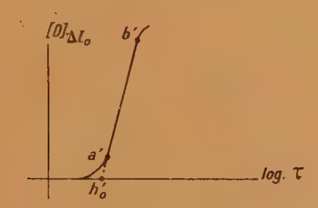


Fig. 3.

si l'expérience montre que cette courbe présente, elle aussi, une partie rectiligne $a'b'$ (*fig.* 3), dont on puisse mettre l'équation sous la forme

$$(D)_{\Delta l_0} = g' \log \tau - g' \log \tau_{h'_0}, \tag{25}$$

si l'on montre, en outre, en recommençant la série des mêmes opérations avec différentes largeurs de fente que g' conserve la même valeur, on pourra identifier (23″) et (25) et poser

$$g' = \gamma'.$$

Supposons que ces vérifications aient été faites, il sera établi que la loi de Schwarzschild s'applique aux plaques utilisées et à la source d'éclairs; si, de plus, on a déterminé g et g' pour différentes longueurs d'onde, on pourra tracer les courbes $g(\lambda)$ et $g'(\lambda)$ et l'on aura le droit d'écrire la relation (16)

$$D = \gamma \log(E t^p) - \gamma \log(E_H t_H^p), \tag{16}$$

dans laquelle γ, γ' et, par suite, p, seront connus pour toutes les longueurs d'onde.

Par contre, le produit $H = E_H t_H^p$ reste inconnu, mais nous devons remarquer que : 1° H est une fonction de λ; 2° H est, pour chaque longueur d'onde, une constante caractéristique de la plaque et du mode d'illumination utilisés, mais « indépendante de la loi de répartition spectrale de la source ». Il nous reste à voir comment l'on peut utiliser ces résultats pour obtenir la loi de répartition spectrale cherchée.

Loi de répartition spectrale d'énergie d'une source xénon à éclairs. — La relation (16) peut s'écrire

$$E = \frac{H}{t^p} O^{\frac{1}{\gamma}}; \tag{26}$$

reprenons les spectres pris à temps de pose constant $t_0 = m.\tau_0$, nous aurons

$$E = \frac{H}{t_0^p} O^{\frac{1}{\gamma}}. \tag{26′}$$

Cette relation est également applicable à la radiation de référence et nous aurons

$$E_r = \frac{H_r}{t_0^{p_r}} O_r^{\frac{1}{\gamma_r}}; \tag{26″}$$

par suite,

$$\frac{E}{E_r} = \frac{H}{H_r} t_0^{p_r - p} \frac{O^{\frac{1}{\gamma}}}{O_r^{\frac{1}{\gamma_r}}}; \tag{27}$$

tenant compte de la formule (11),

$$\Phi(\lambda) = r^2 \frac{D'(\lambda)}{\Delta l} E,$$

nous obtenons

$$R(\lambda) = \frac{\Phi(\lambda)}{\Phi(\lambda_r)} = \frac{D'(\lambda)}{D'(\lambda_r)} \frac{\Delta l_r}{\Delta l} \frac{E}{E_r}; \tag{28}$$

remplaçant $\frac{E}{E_r}$ par sa valeur tirée de (27), on a

$$R(\lambda) = \frac{D'(\lambda)}{D'(\lambda_r)} \frac{\Delta l_r}{\Delta l} \frac{H}{H_r} t_0^{p_r - p} \frac{O^{\frac{1}{\gamma}}}{O_r^{\frac{1}{\gamma_r}}}. \tag{29}$$

Cette formule n'apporte pas la solution cherchée, car H et H_r sont inconnus et nous ne connaissons que le temps de pose apparent τ_0.

Mais si nous disposons d'une source de comparaison S dont la répartition d'énergie spectrale $\overline{R}(\lambda)$ soit connue et qui fonctionne par éclairs identiques à ceux de la source de xénon, nous pourrons écrire

$$\overline{R}(\lambda) = \frac{D'(\lambda)}{D'(\lambda_r)} \frac{\overline{\Delta l_r}}{\overline{\Delta l}} \frac{H}{H_r} t_0^{p_r - p} \frac{\overline{O}^{\frac{1}{\gamma}}}{\overline{O}_r^{\frac{1}{\gamma_r}}}, \tag{30}$$

les valeurs de H et de H_r étant les mêmes et les temps de pose vrais t étant les mêmes fractions m du temps de pose apparent τ.

Divisant membre à membre les relations (29) et (30), nous aurons, en définitive,

$$R(\lambda) = \frac{\Delta l_r}{\overline{\Delta l_r}} \frac{\overline{\Delta l}}{\Delta l} \left(\frac{\tau_0}{\overline{\tau_0}}\right)^{p_r - p} \left(\frac{\overline{O_r}}{O_r}\right)^{\frac{1}{\gamma_r}} \left(\frac{O}{\overline{O}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \overline{R}(\lambda). \tag{31}$$

Dans le second membre de cette formule, où toutes les lettres surmontées d'un trait correspondent à la source de comparaison (lampe à hydrogène), il n'intervient que des rapports de largeurs de fente connus, des rapports de temps de pose apparents connus et des rapports d'opacités relatives à la radiation de référence λ_r ou à la radiation λ; si donc la loi de répartition d'énergie $\bar{R}(\lambda)$ de la source de comparaison est connue, cette formule donne la solution du problème cherché.

Dans le Mémoire suivant, M. Roux a mis en œuvre cette méthode. Les circonstances l'ont empêché de vérifier que les coefficients g et g' sont respectivement indépendants du temps de pose apparent et de la largeur de la fente : il n'a donc pas complètement établi que la loi de Schwarzschild s'applique aux sources à éclairs; la loi de répartition de l'énergie dans le spectre continu du xénon qu'il indique n'est donc pas absolument certaine; en attendant le complément de vérification qui sera recherché ultérieurement, nous pouvons la considérer comme extrêmement probable.

Manuscrit reçu le 27 avril 1945.

ÉTUDE PAR SPECTROPHOTOMÉTRIE PHOTOGRAPHIQUE DE LA RÉPARTITION DE L'ÉNERGIE DANS LE SPECTRE CONTINU DU XÉNON EXCITÉ PAR DES DÉCHARGES CONDENSÉES

Par M. Jean ROUX.

Préparateur à la Faculté des Sciences de Nancy.

Sommaire. — Nous rélatons dans cet article les expériences faites au Laboratoire de M. le Professeur Laporte, en application de la méthode de spectrophotométrie photographique exposée dans le Mémoire précédent.

La première partie du travail est consacrée à une vérification, pour une émulsion commerciale non chromatisée, de deux conséquences de la loi de Schwarzschild : les courbes de noircissement (à éclairement constant d'une part, à temps de pose apparent constant d'autre part) présentent chacune une partie rectiligne quand l'émulsion est impressionnée par des radiations monochromatiques de longueurs d'onde comprises entre 2 600 et 4 000 Å ; dans une première série d'expériences, ces radiations parvenaient à l'émulsion d'une manière ininterrompue; dans une seconde série d'expériences, la fente du spectrographe recevait des éclairs de 10^{-5} sec, espacés de 1/50e de seconde, provenant d'un tube à xénon excité par des décharges condensées. Nous avons constaté que les facteurs de contraste (à temps de pose apparent constant et à éclairement constant) dépendaient non seulement de la longueur d'onde de la lumière excitatrice, mais aussi du mode d'illumination de l'émulsion.

Les résultats précédents ont été utilisés pour la détermination, par spectrophotométrie photographique, de la répartition de l'énergie dans le spectre continu du xénon excité par des décharges condensées : la source de comparaison était une lampe à hydrogène dont le faisceau lumineux était périodiquement interrompu, de façon à obtenir le même mode d'illumination qu'avec la source étudiée. Nous donnons la courbe de répartition trouvée, qui présente un maximum à 3500 Å.

Introduction. — Dans le présent article, nous relatons les expériences qui nous ont permis de déterminer, en première approximation, la répartition moyenne de l'énergie dans le spectre continu du xénon, dans l'ultraviolet; on sait que ce fond continu est intense quand le xénon, sous une pression de quelques millimètres de mercure, est traversé par la décharge d'un condensateur. Dans le présent Mémoire, M. Marcel Laporte a précisé le problème, souligné son intérêt théorique, et montré comment la spectrophotométrie photographique permet de le résoudre. Le domaine spectral que nous avons exploré est compris entre les longueurs d'onde 2 600 et 4000 Å. Avant de rechercher la répartition de l'énergie dans le spectre continu du xénon, il nous a paru intéressant de comparer les propriétés de l'émulsion quand on l'utilise en poses ininterrompues d'une part, en poses intermittentes d'autre part (éclairs provenant d'un tube à xénon).

Dispositif expérimental. — Les décharges condensées dans le tube à xénon sont produites par le dispositif déjà décrit par M. Marcel Laporte [1]; on obtient ainsi des éclairs dont la durée est d'environ 10^{-5} sec, au rythme de 50/sec.

Le tube à décharges est rempli de xénon pur sous

une pression de 7 mm de mercure. Le tube lui-même est en pyrex, mais une partie médiane, en silice fondue, permet d'étudier le rayonnement émis par le tube dans l'ultraviolet. Contre le tube est placé un écran opaque, percé d'une ouverture rectangulaire de 4×30 mm; qui permet de n'utiliser qu'une fraction de la partie médiane, et de masquer le reste du tube.

Avec le régime de fonctionnement adopté, le champ maximum le long de la colonne positive, déterminé par une mesure de la tension de crête aux bornes du tube, était d'environ 77 V/cm; l'intensité maxima de la décharge, obtenue en mesurant à l'oscillographe la tension de crête aux bornes d'une résistance, était de l'ordre de 2 000 A.

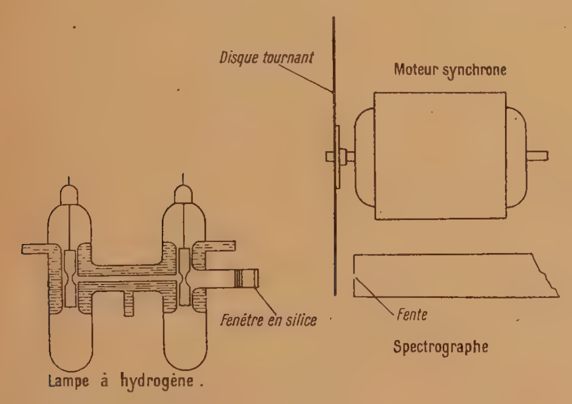


Fig. 1.

Il nous fallait d'autre part une source de comparaison, de répartition spectrale connue, émettant des radiations dans la direction de la fente du spectrographe dans les mêmes conditions que la source étudiée, soit par éclairs d'environ 10^{-5} sec, espacés de 1/50e de seconde, afin que l'émulsion photographique se comporte de la même façon vis-à-vis des deux sources. Nous avons utilisé à cet effet une lampe à hydrogène, construite par la Société Gallois, du type « moyenne puissance » (300 mA). La répartition de l'énergie dans son spectre continu a été étudiée par G. Dejardin et D. Cavassilas [2].

Le faisceau lumineux émis par la lampe dans la direction de la fente du spectrographe est intercepté périodiquement de la façon suivante : un disque opaque, en carton, tourne à grande vitesse presque dans le plan de la fente du spectrographe. Dans ce disque a été ménagée une ouverture rectangulaire sur laquelle a été collé un morceau de papier noir portant une fente de 0,4 mm de largeur, orientée suivant un rayon du disque. Ce dernier est mu par un petit moteur synchrone (*fig.* 1) tournant à 3 000 t/min. L'axe du moteur, parallèle à l'axe optique du collimateur et dans le même plan vertical que celui-ci, est situé à 12,5 cm de la fente du spectrographe; la largeur de cette fente était de 0,5 mm quand ce dispositif a été utilisé. Dans ces conditions la durée des éclairs était d'environ $2{,}5 \times 10^{-5}$ sec.

En pratique, il a fallu surmonter quelques difficultés : la première était la faible brillance moyenne de la source ainsi constituée; nous avons dû placer la lampe à hydrogène aussi près que possible de la fente du spectrographe, sans cependant que la proximité du disque tournant à grande vitesse soit dangereuse pour la lampe. La seconde difficulté était de bien choisir l'instant où la fente mobile passe devant la fente du spectrographe. En effet, l'intensité du courant dans la lampe varie avec le temps suivant la courbe représentée par l'oscillogramme de la figure 2. L'intensité lumineuse étant à peu près proportionnelle à l'intensité électrique [3], nous avions intérêt à ce que la coïncidence se produise au moment où l'intensité lumineuse passait par un maximum. Le réglage a été obtenu en orientant convenablement le stator du moteur.

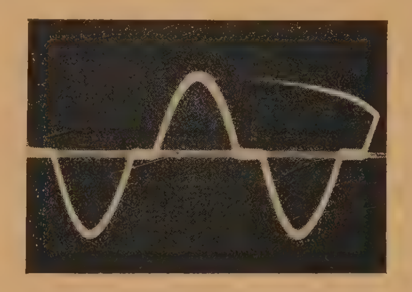


Fig. 2.

Nous admettons que la distribution spectrale d'énergie instantanée au moment du maximum est la même que la distribution moyenne en lumière ininterrompue, d'abord parce que la lumière totale est en grande partie formée de la lumière émise au voisinage du maximum, ensuite parce que, d'après D. Chalonge et M. Lambrey [3], la distribution d'énergie est à peu près indépendante des conditions d'une alimentation plus ou moins poussée.

Les spectrogrammes ont été enregistrés à l'aide d'un spectrographe Zeiss à optique de quartz, d'ouverture relative $f/20$. Le collimateur et l'objectif de la chambre photographique sont constitués par des achromats silice-fluorine dont la distance focale moyenne dans l'intervalle spectral étudié est de 403 mm. Un obturateur d'appareil photographique a été fixé sur le spectrographe, de façon à réduire au minimum les erreurs entachant le temps de pose apparent. Les plaques utilisées étaient des « Collodium Guilleminot », non chromatisées, de fabrication récente, convenant parfaitement pour l'ultraviolet. Tous les spectrogrammes qui ont servi dans cette étude ont été enregistrés sur deux plaques que nous avons développées dans un révélateur métol-hydroquinone (à fort contraste),

simultanément, 24 h. après avoir tiré les clichés; nous sommes ainsi assurés de l'uniformité des paramètres de l'émulsion, d'un point à l'autre de celle-ci.

Chaque spectrogramme a été enregistré au microphotomètre (il s'agit du modèle Lambert et Chalonge). On a pris soin de maintenir celui-ci sans modifications d'un enregistrement à l'autre; en particulier, nous avons veillé à ne pas changer la hauteur de la fente exploratrice, à ne pas déplacer la cellule photoélectrique, à ne pas changer le réglage du microscope, à maintenir bien constante la tension aux bornes de la lampe du photomètre, en dépit des variations de f. é. m. des accumulateurs : la déviation totale (relative à une densité vraie nulle) était de 280 mm.

1. Vérification de la loi de Schwarzschild. Etude des facteurs de contraste. — La méthode à suivre a été rappelée par M. Marcel Laporte dans l'article précédent. Il suffit de tracer les courbes de noircissement à temps de pose (apparent) constant, ou à éclairement constant, pour un certain nombre de longueurs d'onde de l'intervalle spectral que nous voulons explorer. L'obéissance de l'émulsion à la loi de Schwarzschild se traduit par l'existence d'une partie rectiligne pour chacune de ces courbes de noircissement.

Dans le cas des poses « ininterrompues », la source employée était la lampe à hydrogène à laquelle il est fait allusion plus haut. Les radiations produites par la lampe étaient envoyées directement dans la direction de la fente du spectrographe, sans interposition du disque tournant.

Pourtant, ce mode d'exposition de l'émulsion n'était pas à proprement parler ininterrompu, car la lampe était alimentée en courant alternatif : l'oscillogramme de la figure 2 montre que dans ce cas le courant (et par suite l'émission de lumière) est interrompu pendant environ 1/400e de seconde tous les 1/100e de seconde. D'autre part, la brillance spectrale n'est pas constante durant chaque période d'illumination de la lampe. Nous admettrons que cette variation de brillance spectrale n'influence pas le comportement de l'émulsion. Il y a loin, en effet, de cette variation relativement faible d'intensité lumineuse (celle-ci ne dépassant pas une fois et demie sa valeur moyenne) aux éclairs d'intensité lumineuse instantanée énorme (environ 2000 fois la valeur moyenne) qu'on obtient avec les décharges condensées dans le xénon.

1° Courbes de noircissement a temps de pose apparent constant. — Il nous a fallu deux ensembles de spectrogrammes : l'un pour les poses ininterrompues, l'autre pour les poses intermittentes; les spectrogrammes de chacun de ces ensembles ont été enregistrés alternativement sur une plaque; de cette façon, une différence de comportement de l'émulsion vis-à-vis de ces deux types de poses ne saurait être attribuée à une variation locale de ses propriétés.

Pour chaque source, nous avons enregistré 12 spectrogrammes, avec des largeurs de fente croissantes (comprises entre 2 et 16/100e de millimètre), en maintenant constantes toutes les autres conditions expérimentales : temps de pose apparent, distance de la source à la fente du spectrographe, régime d'alimentation de la source.... A l'aide des photogrammes correspondants, nous avons construit les courbes de noircissement à temps de pose apparent constant pour diverses longueurs d'onde (de 100 en 100 Å). Comme le fait remarquer M. Marcel Laporte dans l'article précédent, l'emploi d'une échelle logarithmique pour les éclairements permet de remplacer ces derniers par les largeurs de fente qui leur sont proportionnelles.

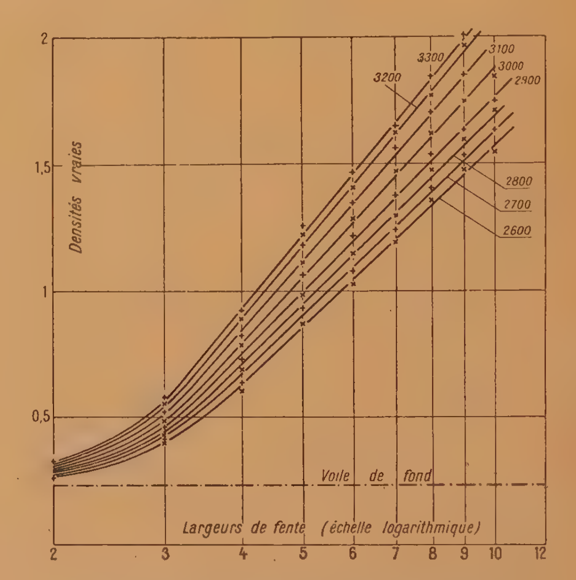


Fig. 3. — Courbes de noircissement à temps de pose apparent constant. (Poses ininterrompues.)

La figure 3 représente un réseau de courbes de noircissement à temps de pose constant en poses ininterrompues (lampe à hydrogène). Nous n'avons reproduit que les courbes relatives à des longueurs d'onde comprises entre 2600 et 3300 Å; au delà de cette longueur d'onde, les courbes s'enchevêtrent, et le graphique, pour être lisible, devrait être reproduit à une échelle beaucoup plus grande.

Nous avons constaté, entre 2600 et 4000 Å, l'existence d'une partie rectiligne pour chaque courbe de noircissement. Le raccordement entre les régions de pose correcte (parties rectilignes) et de sous-exposition (parties inférieures courbées) est assez net et se fait pour des densités vraies voisines de 0,60, pour toutes les longueurs d'onde de l'intervalle. La pente de la partie rectiligne, γ (facteur de contraste à temps de pose constant relatif aux

poses ininterrompues) croît avec la longueur d'onde et semble passer par un maximum au voisinage de 3900 Å. On ne voit pas trace de surexposition, car nous avons évité de mesurer des densités vraies supérieures à 2, mesures qui auraient été peu précises avec notre microphotomètre.

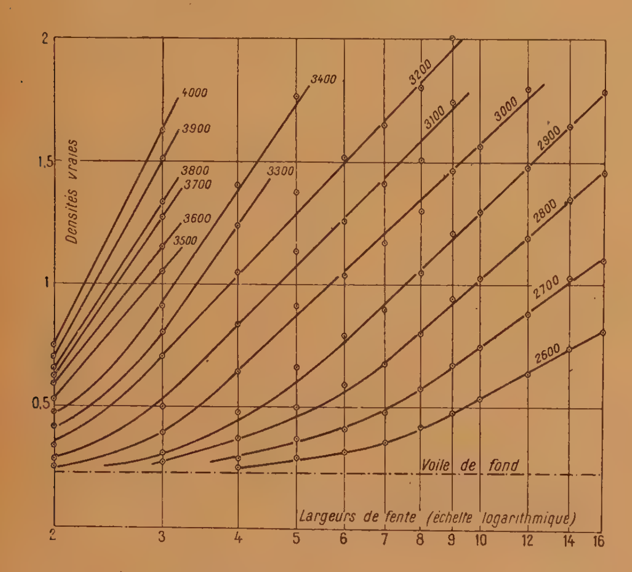


Fig. 4. — Courbes de noircissement à temps de pose apparent constant. (Poses intermittentes.)

De même, nous avons reproduit à la figure 4 le réseau de courbes de noircissement à temps de pose apparent constant que nous avons obtenu avec les éclairs du tube à xénon. On constate encore la présence d'une partie rectiligne pour chaque courbe de noircissement entre 2 600 et 3 200 Å, pour des densités vraies supérieures à 0,5 ou 0,6. Au delà de 3 200 Å, le nombre de points expérimentaux est trop faible pour qu'on puisse conclure avec certitude. Les points expérimentaux se placent moins facilement sur une courbe continue que dans le cas des poses ininterrompues : ces écarts supplémentaires proviennent des irrégularités de fonctionnement du dispositif de décharges condensées.

Nous avons calculé la pente de chacune des courbes de noircissement précédentes. Les résultats sont schématisés sur la figure 5 : nous y avons reproduit les courbes représentatives des variations du facteur de contraste à temps de pose apparent constant en fonction de la longueur d'onde. La courbe en trait plein est relative aux poses ininterrompues et la courbe pointillée aux poses intermittentes. Nous pouvons faire les constatations suivantes :

a. D'une manière générale, les courbes représentatives ont sensiblement même allure; le γ croît considérablement quand on passe des petites aux grandes longueurs d'onde de l'intervalle. Aux environs de 2600 Å les valeurs de γ en poses intermittentes sont nettement plus faibles qu'en poses ininterrompues; aux environs de 4000 Å, les

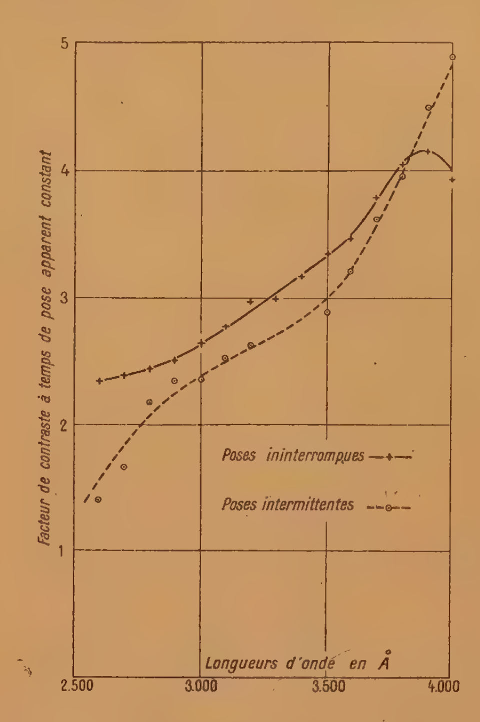


Fig. 5. — Variation de γ avec la longueur d'onde et le mode d'illumimation.

conclusions inverses semblent s'imposer : elle sont cependant incertaines car les valeurs de γ en poses intermittentes sont mal connues pour les grandes longueurs d'onde de l'intervalle.

b. Quoi qu'il en soit, les valeurs trouvées pour γ sont très grandes. Cela tient à la fois à l'émulsion (qui est spécialement dure) et au révélateur (ayant un pH élevé, ce qui augmente le contraste).

2° Courbes de noircissement a éclairement constant. — La méthode suivie est parallèle à celle qui a été utilisée dans le paragraphe précédent. Nous avons enregistré alternativement 13 spectrogrammes de chaque source, avec des temps de pose apparents croissants (compris entre 10 et 175 sec) en maintenant constantes toutes les autres conditions expérimentales : largeur de fente (4/100e de millimètre), distance de la fente à la source, régime d'alimentation de la source....

Nous n'avons pas reproduit les réseaux de courbes de noircissement obtenus : ils ont une allure tout à fait analogue aux précédents; pour les poses ininterrompues, nous avons obtenu de très belles courbes, dont les parties rectilignes, bien définies, commencent pour des densités vraies de 0,60. Les courbes de noircissement en poses intermittentes présentent une partie rectiligne bien définie

jusqu'à 3500 Å; au delà de cette longueur d'onde, le nombre de points expérimentaux est trop faible pour amener une conclusion certaine. La mesure des pentes des parties rectilignes a permis de tracer les courbes de la figure 6, représentant les variations du facteur de contraste à éclairement constant γ', pour les poses ininterrompues (en trait plein), et pour les poses intermittentes (en trait pointillé).

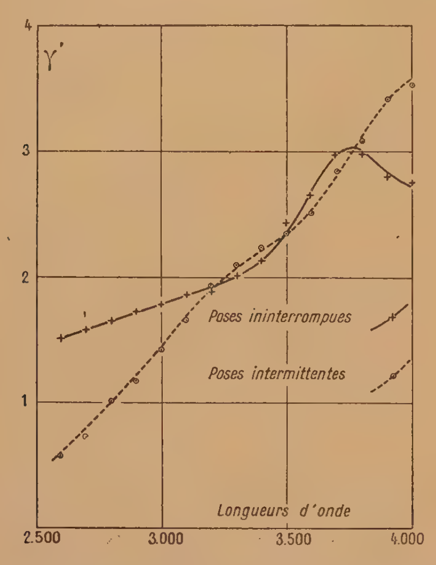


Fig. 6. — Variation du facteur de contraste à éclairement constant avec la longueur d'onde et le mode d'illumination.

Les remarques que l'on peut faire sont analogues à celles que nous avons faites plus haut pour γ; les courbes représentatives des variations de γ' avec la longueur d'onde ont sensiblement même allure, que l'émulsion ait été impressionnée par la lampe à hydrogène, ou par les éclairs du tube à xénon; toutefois, pour les courtes longueurs d'onde de l'intervalle, le γ' relatif aux éclairs est nettement plus petit que le γ' relatif aux poses ininterrompues; le contraire a lieu au voisinage de 4000 Å, mais ici encore, les valeurs de γ' relatives aux poses intermittentes sont incertaines pour les grandes longueurs d'onde, moins cependant que les valeurs correspondantes de γ. Enfin les valeurs trouvées pour γ' sont très grandes, en comparaison des valeurs généralement admises.

Connaissant les fonctions $\gamma(\lambda)$ et $\gamma'(\lambda)$ relatives aux deux modes d'illumination envisagés, nous pouvons en déduire la fonction $p(\lambda) = \frac{\gamma'(\lambda)}{\gamma(\lambda)}$ représentant les variations de l'exposant de Schwarzschild avec la longueur d'onde.

Tandis qu'on avait trouvé pour γ et γ' des valeurs anormalement grandes, l'exposant de Schwarzschild, pour toutes les longueurs d'onde de l'intervalle 2600-4000 Å, est de l'ordre de grandeur du p moyen des émulsions courantes en lumière blanche. En effet, il est à peu près constant et voisin de 0,7 pour les poses ininterrompues; pour les poses intermittentes, il varie un peu, mais reste compris entre 0,4 et 0,8.

En poses ininterrompues comme en poses intermittentes; nous avons vérifié deux conséquences de la loi de Schwarzschild : l'existence d'une partie rectiligne pour les courbes de noircissement à éclairement constant d'une part, à temps de pose apparent constant d'autre part, ceci pour des lumières excitatrices monochromatiques de longueurs d'onde comprises dans l'intervalle 2600-4000 Å. Nous sommes donc à peu près certains que l'émulsion obéit à cette loi dans ces conditions. Nous admettrons qu'il en est bien ainsi.

Nous avons constaté une variation des facteurs de contraste de l'émulsion quand on passe d'un mode d'illumination à l'autre : ceci laisse à penser que l'inertie de l'émulsion peut varier aussi. Ceci montre la nécessité, en spectrophotométrie photographique, d'employer une source de comparaison donnant lieu au même mode d'illumination que la source étudiée; dans le cas présent, la lampe à hydrogène dont le faisceau lumineux est périodiquement intercepté par le disque tournant décrit plus haut remplit ces conditions.

Pourtant, afin d'appliquer la méthode en toute sécurité, il eût fallu s'assurer des faits suivants, relativement aux poses intermittentes :

a. γ est indépendant du temps de pose apparent tant que celui-ci reste du même ordre de grandeur;

b. γ' est indépendant de l'éclairement tant que celui-ci reste du même ordre de grandeur;

c. Les éclairs obtenus à l'aide de la lampe à hydrogène et du disque tournant donnent lieu aux mêmes valeurs de γ et de γ' que les éclairs du tube à xénon, à condition que les éclairements et les temps de pose apparents soient du même ordre de grandeur dans chacune des expériences.

Les circonstances nous ont empêchés de faire ces vérifications.

2. Répartition de l'énergie dans le spectre continu du xénon. — Dans l'article précédent, M. Marcel Laporte a montré qu'on pouvait déterminer la répartition de l'énergie $R(\lambda)$ dans le spectre continu du xénon excité par des décharges condensées, à partir d'un ensemble de spectrogrammes du xénon enregistrés à temps de pose apparent constant, et d'un ensemble de spectrogrammes de l'hydrogène [de répartition spectrale $\overline{R}(\lambda)$ connue] pris en poses intermittentes, à temps de pose apparent constant

également. Il a établi la relation suivante :

$$R(\lambda) = \overline{R}(\lambda)\frac{\Delta l_r}{\Delta l}\,\frac{\overline{\Delta l}}{\overline{\Delta l_r}}\left(\frac{\tau_0}{\overline{\tau_0}}\right)^{p_r-\overline{p}}\left(\frac{\overline{O_r}}{O_r}\right)^{\frac{1}{\overline{\gamma_r}}}\left(\frac{O}{\overline{O}}\right)^{\frac{1}{\overline{\gamma}}}. \quad (1)$$

Les lettres surlignées sont relatives à la source de comparaison. L'indice r désigne les termes relatifs à la longueur d'onde de référence, O désigne l'opacité utile du fond continu du xénon pour la longueur d'onde λ, prise sur un spectrogramme enregistré avec une largeur de fente Δl et un temps de pose apparent τ_0. Il faut, bien entendu, que le fond continu soit correctement exposé pour cette longueur d'onde; d'autre part, la densité ne doit pas être trop grande, sinon sa mesure au microphotomètre serait entachée d'une trop grande erreur. C'est cette double condition qui rend impossible l'emploi d'un seul spectrogramme du xénon pour couvrir tout l'intervalle 2600-4000 Å : aucun d'entre eux ne peut être correctement exposé dans tout l'intervalle.

Il n'en est pas de même pour l'hydrogène : un seul spectrogramme nous suffit, ce qui simplifie un peu l'équation (1), car $\overline{\Delta l} = \overline{\Delta l_r}$,

$$R(\lambda) = \overline{R}(\lambda)\frac{\Delta l_r}{\Delta l}\left(\frac{\tau_0}{\overline{\tau_0}}\right)^{p_r-\overline{p}}\left(\frac{\overline{O_r}}{O_r}\right)^{\frac{1}{\overline{\gamma_r}}}\left(\frac{O}{\overline{O}}\right)^{\frac{1}{\overline{\gamma}}}. \quad (2)$$

Nous avons utilisé les spectrogrammes du xénon qui ont déjà servi à déterminer le γ en poses intermittentes. Rappelons qu'ils ont été enregistrés avec un temps de pose apparent de 1 min, des largeurs de fente variant entre 2 et 16/100e de millimètre, la distance de la source à la fente étant de 35 cm.

Pour chaque longueur d'onde, nous avions plusieurs spectrogrammes correctement exposés : en raison des erreurs expérimentales, les valeurs trouvées pour $R(\lambda)$ variaient un peu d'un spectrogramme à l'autre; nous avons pris la moyenne des différentes valeurs trouvées.

Nous avons trouvé un maximum d'énergie au voisinage de 3500 Å. Il nous a paru utile de prendre la longueur d'onde de ce maximum comme longueur d'onde de référence, et de donner à ce maximum

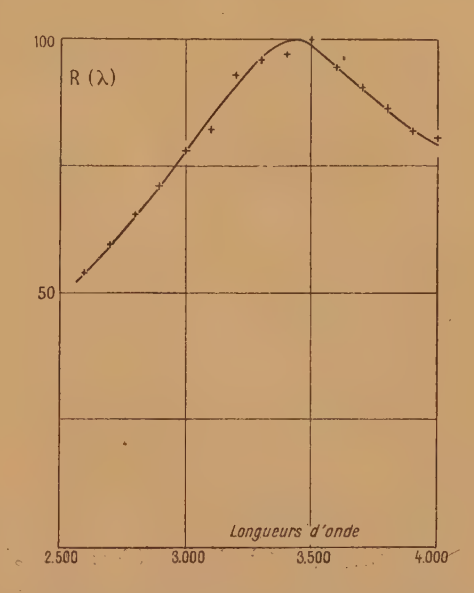


Fig. 7. — Répartition de l'énergie dans le spectre continu du xénon excité par des décharges condensées.

la valeur 100. Les calculs ont été refaits dans ces conditions. Les résultats ont permis de tracer la courbe de répartition d'énergie, représentée à la figure 7. Notons que les valeurs trouvées au voisinage de 4 000 Å sont incertaines, en raison du peu de précision dans la mesure de γ pour ces longueurs d'onde.

La présence de ce maximum dans l'ultraviolet ne permet plus d'assimiler le spectre continu du xénon à celui du corps noir à la température du cratère positif de l'arc au charbon, comme il avait été fait dans le visible [1].

Manuscrit reçu le 8 mai 1945.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] *J. de Physique*, 1938, série VII, **9**, p. 228.
[2] *Cahiers de Physique*, 1941, 1re série, p. V-49.
[3] *Revue d'Optique*, 1929, **8**, p. 332.

CLASSIFICATION GNOMONIQUE DES ÉLÉMENTS

Par L. TALPAIN.
Institut Henri-Poincaré, Paris.

Sommaire. — Pour parer aux inconvénients que présentent les divers tableaux en lignes et colonnes dans lesquels on insère habituellement la classification des éléments chimiques, l'auteur propose un schéma dans l'espace, ayant la forme d'une double pyramide construite suivant une loi arithmétique simple, inspirée des géomètres grecs. Dans ces conditions, tous les corps appartenant à une même famille chimique sont placés sur la même colonne, et tous ceux qui présentent des propriétés physiques semblables (magnétiques, électriques, radioactives, cristallographiques, terres rares, etc.) sont groupés ensemble. Ce même schéma permet encore de représenter la structure électronique des atomes, les états quantifiés des électrons, les niveaux d'énergie et les raies spectrales de l'hydrogène. Peut-être les spectroscopistes pourront-ils s'en servir pour représenter aussi les raies des autres corps.

La classification périodique des éléments n'est pas à son aise dans le tableau traditionnel à huit colonnes : en effet, entre autres difficultés, le cuivre, l'argent et l'or sont groupés avec les alcalins, bien que plusieurs de leurs propriétés physiques et chimiques soient différentes. A l'autre extrémité, le manganèse fait figure d'intrus parmi les halogènes. Les triades « fer-nickel-cobalt », « osmium-iridium-platine », etc., réclament des strapontins en dehors des colonnes et brisent l'unité architecturale du classement. Les terres rares, qui ne trouvent de place nulle part pour les recevoir, sont groupées toutes ensemble dans une ou deux cases ou bien rejetées à l'extérieur.

Pour pallier à ces difficultés, en particulier pour mieux respecter les liens de famille, on a dédoublé chaque colonne : la première, par exemple, est partagée en deux sous-colonnes, l'une réservée aux alcalins, l'autre aux métaux précieux. Une autre disposition, qui lui est équivalente pour le fond, consiste à ajouter dix nouvelles colonnes aux huit premières; mais toutes ces colonnes supplémentaires ne se garnissent qu'à partir de la quatrième période. De plus, les terres rares réclament une onzième colonne pour elles toutes seules, et cette onzième colonne contient les quatorze éléments consécutifs, alors que les autres se garnissent petit petit, chacune à tour de rôle. Dès lors, peut-on parler d'une classification périodique, si la période varie aussi souvent ?

Tout récemment, dans le *Journal de Physique* de mars 1944, MM. Djounkovsky et Kavos ont donné une représentation spatiale de la classification de Mendéleieff, estimant qu'à bon droit un atome, construit dans l'espace, exige pour le représenter un schéma à trois dimensions. Nous avons perfectionné ce modèle en imaginant une pyramide construite avec une série de « gnômons », c'est-à-dire d'équerres contenant un nombre impair de points, et qui, imbriquées les unes dans les autres, forment des carrés (*fig.* 1), d'où le nom de *classification gnômonique* que nous lui proposons. Il est remarquable de voir comment cette construction géométrique, chère aux Pythagoriciens, se retrouve d'une manière très simple dans la classification des éléments chimiques, en supprimant par le fait même tous les inconvénients de la classification plane dont nous avons parlé plus haut.

Nous allons d'abord décrire le schéma de MM. Djounkovsky et Kavos, puis nous exposerons le nôtre.

MM. Djounkovsky et Kavos ont imaginé un modèle formé par deux pyramides quadrangulaires à axe vertical, opposées par le sommet (voir « *Journal de Physique* » mars 1944, sér. 8, t. V, pp. 53-56). Chaque pyramide est coupée par une série de plans horizontaux, notés K, L, M, ..., pour la pyramide supérieure, et K', L', M', ..., pour la pyramide inférieure. Les plans K et K', les plus proches du sommet commun, comportent chacun une place libre; les plans L et L', qui viennent aussitôt après, en ont chacun quatre; les plans suivants, M et M', chacun neuf, etc.; d'une manière générale, le n^e plan comporte n^2 places disponibles. Cette double pyramide est à la fois un schéma des niveaux énergétiques de l'atome, et un système de classification des éléments chimiques.

Imaginons en effet que chacune de ces places soit occupée par un électron, et que les paires d'étages KK', LL', MM', ... correspondent respectivement aux couches K, L, M, ..., de l'atome : on voit immédiatement que le nombre des places offertes par chaque paire d'étages est égal au nombre des électrons admissible par chaque

couche électronique correspondante, compte tenu du principe d'exclusion de Pauli. Quand on passe en revue les différents atomes dans l'ordre des numéros atomiques croissants, on passe d'un atome au suivant en ajoutant chaque fois un électron planétaire et en modifiant le noyau. Nous ne nous occupons pas ici du noyau, mais seulement du nombre et de la répartition des électrons planétaires. Or le tableau de Stoner, qui fixe cette répartition, montre que le schéma des niveaux énergétiques de chaque atome est obtenu presque toujours en ajoutant simplement un électron au schéma de l'atome précédent, sans déplacer les autres, sauf quelques exceptions : par exemple, quand on passe du nickel ($Z = 28$) au cuivre ($Z = 29$), on retranche un électron sur le niveau N et l'on en ajoute deux sur le niveau M. Si l'on ne tient pas compte de ces exceptions (il n'y en a que huit au total), on peut attribuer à chaque électron le nom de l'élément chimique à partir duquel il figure sur la pyramide; par exemple, on appellera hydrogène le premier électron du niveau K, hélium le second, lithium le premier électron du niveau L, et ainsi de suite. Dans ces conditions, tous les électrons recevront chacun le nom d'un élément chimique, et tous les éléments chimiques occuperont chacun une place sur la pyramide. Celle-ci pourra donc servir de système de classification.

Examinons de plus près les détails de construction : au départ, l'hydrogène est sur l'étage K et l'hélium sur l'étage K', ce qui est nécessaire puisque chacun de ces étages ne possède qu'une seule place disponible. Les suivants : lithium, glucinium, bore, carbone, etc., pourraient se placer indifféremment sur l'étage L ou sur l'étage L'. Pour conserver au schéma le maximum de symétrie, MM. Djounkovsky et Kavos les ont placés alternativement sur L et sur L', de sorte que tous les éléments chimiques de nombre atomique impair sont situés sur la pyramide supérieure, et ceux de nombre atomique pair sur la pyramide inférieure. Sur chaque étage, les quatre premiers éléments qui apparaissent sont placés aux quatre coins pour rendre compte de la répulsion coulombienne. Les autres se placent, semble-t-il, sans ordre apparent, du moins, les auteurs n'en indiquent point. On respectera, évidemment, les « anomalies » de construction (à savoir que, dans l'édification des niveaux énergétiques, on n'attend pas toujours qu'un niveau soit saturé pour commencer le suivant); ainsi le potassium et le calcium occupent respectivement les étages N et N', tandis que les éléments suivants : scandium, titane, etc., sont placés sur M et M'.

Dans ces conditions, la structure électronique d'un atome quelconque, par exemple de l'atome de potassium, est représentée par l'ensemble des électrons qui occupent toutes les places affectées aux éléments chimiques dont le nombre atomique est inférieur ou égal à celui du potassium. La figure montre immédiatement que l'atome de potassium contient deux électrons sur le niveau K, huit sur le niveau L, autant sur le niveau M et un seul sur le niveau N. Cette propriété est évidemment en défaut pour le cuivre et les autres éléments dont nous avons parlé plus haut.

De plus, tous les corps des huit familles principales (alcalins, alcalino-terreux, ..., halogènes et gaz rares) se placent sur les huit arêtes des deux pyramides, et les corps possédant des propriétés analogues se situent sur la même sous-diagonale; par exemple, le lanthane et le cérium. Mais cette règle n'est pas générale; l'or et l'argent sont alignés, non pas avec le cuivre, comme on pourrait s'y attendre, mais avec le cobalt et le fluor.

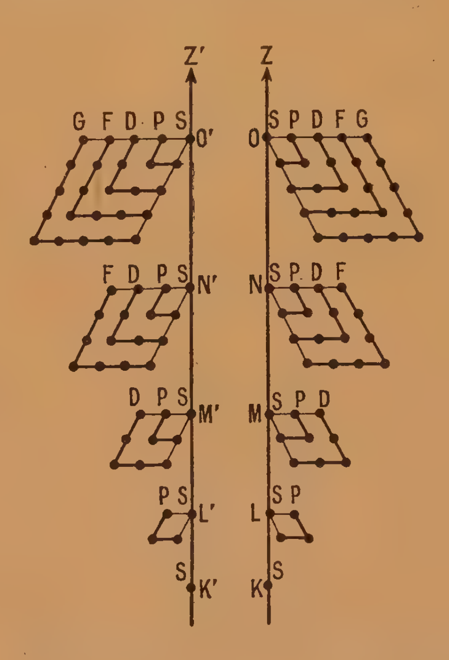


Fig. 1. — Principe de construction de la double pyramide.

En résumé, on voit que la pyramide de MM. Djounkovsky et Kavos rend compte à la fois de la structure électronique des atomes et de la classification des éléments chimiques (au moins partiellement). Cette classification présente l'avantage, sur le tableau ordinaire en lignes et colonnes, de séparer nettement les huit familles principales des autres corps; de plus, elle supprime les strapontins et les cases supplémentaires. Mais elle n'est pas sans inconvénients; les sous-familles sont mal groupées (par exemple, celle des métaux précieux), et les terres rares sont réparties à travers les étages N et N' sans ordre apparent.

Pour lever ces difficultés, et en même temps pour faire apparaître d'autres propriétés physiques et chimiques, nous proposons un autre modèle de pyramide, inspiré, comme nous l'avons déjà dit,

par le précédent. Au lieu de deux pyramides opposées par le sommet, nous adoptons deux pyramides accolées, construites de la manière suivante : chaque pyramide est quadrangulaire, le sommet est dirigé vers le bas, une des arêtes est verticale (soit z ou z', *fig.* 1) et les trois autres sont situées de telle sorte que toute section de la pyramide par un plan horizontal soit un carré. Les deux pyramides sont symétriques l'une de l'autre par rapport à un plan ou à un axe verticaux. Comme dans la pyramide de MM. Djounkovsky et Kavos, nous plaçons sur chaque pyramide une série d'étages horizontaux K, L, M, ..., ou K', L', M', ... L'étage d'ordre n est formé de n^2 points disposés en carré.

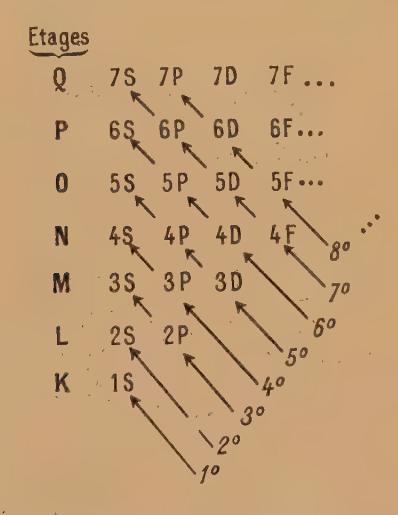


Fig. 2. — Ordre de succession des couronnes.

L'originalité de notre système consiste à répartir les points de chaque étage de la manière suivante : d'abord, le point situé sur l'arête verticale z ou z', et que nous désignons par la lettre S; ensuite, les trois points en équerre qui, avec le point S, réalisent un carré; ces trois points constituent un gnômon que nous appelons P; puis, un deuxième gnômon D de cinq points, qui réalise avec les quatre précédents un carré de neuf points, et ainsi de suite; les gnômons suivants s'appelleront F, G, H, ... Le choix de ces lettres sera justifié plus loin. Naturellement, l'étage K ne possède aucun gnômon, l'étage L en possède un, l'étage M deux, etc. La deuxième pyramide est construite de la même manière. Nous appelons *couronne* la réunion de deux points S ou de deux gnômons affectés de la même lettre et placés au même niveau, chacun sur une pyramide différente. Chaque couronne est désignée par un chiffre et une lettre : le chiffre indique le numéro de l'étage (1 pour K, 2 pour L, etc.), et la lettre est S, P, D ou F. Dans une même couronne, nous distinguons entre gnômons droit et gauche, suivant la position qu'il occupe sur la figure 1. Nous appelons *diagonale* d'un étage la ligne droite qui joint le point S aux points anguleux des gnômons.

Nous plaçons sur chaque point un élément chimique. Si l'on parcourt la liste des éléments dans l'ordre des numéros atomiques croissants, de l'hydrogène à l'uranium et au delà, on parcourt les différents points de la double pyramide suivant l'itinéraire que voici :

Dès qu'une couronne est commencée, on la parcourt entièrement avant de passer à une autre. Le point initial et le sens de parcours sont arbitraires, mais ils doivent être les mêmes pour toutes les couronnes. Nous adoptons pour sens de parcours le sens trigonométrique, et pour point initial le point anguleux du gnômon de droite (ce dernier choix sera justifié plus loin).

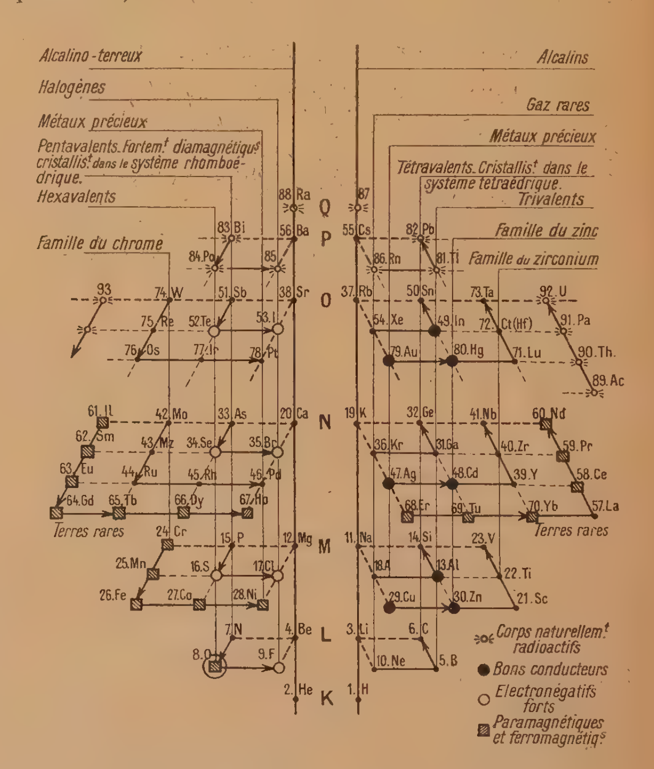


Fig. 3. — Classification gnômonique des éléments.

Les couronnes sont parcourues les unes après les autres dans l'ordre suivant : $1S$, $2S$, $2P$, $3S$, ..., comme l'indiquent les flèches numérotées 1°, 2°, 3°, ... sur la figure 2; le modèle entièrement construit est représenté sur la figure 3.

On constate alors que tous les éléments chimiques sont placés sur les mêmes étages que dans la pyramide de MM. Djounkovsky et Kavos. Dès lors on peut appliquer à notre modèle la même propriété fondamentale, à savoir que la structure électronique d'un atome quelconque, par exemple de l'atome de potassium, est obtenu immédiatement en plaçant un électron sur chacun des points occupés par un

élément chimique dont le nombre atomique est inférieur ou égal à celui du potassium. Évidemment, les mêmes exceptions s'y reproduisent.

Mais les prétendues « anomalies » ne sont plus des anomalies.

De plus, notre modèle fait apparaître les propriétés chimiques, radioactives, magnétiques, électriques, cristallographiques, quantiques et spectroscopiques suivantes.

Groupement des familles chimiques. — La distribution des éléments chimiques à l'intérieur de chaque étage n'est plus la même. Dans la nouvelle disposition, les gaz rares sont tels que l'étage supérieur

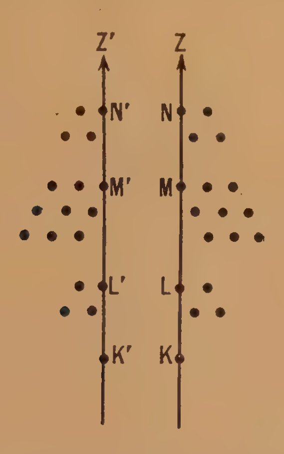


Fig. 4. — Structure électronique du krypton.

est complet pour l'hélium, et garni de huit électrons pour les autres; en d'autres termes, la pyramide est terminée en haut par une « terrasse » de huit électrons (*voir* par exemple la structure électronique du krypton sur la figure 4). Les alcalins et alcalino-terreux possèdent respectivement un et deux électrons sur l'étage immédiatement supérieur à la « terrasse » des gaz rares. Chez les halogènes et autres métalloïdes, ladite terrasse est incomplète; il lui manque un, deux, ... électrons suivant que l'atome est monovalent, divalent....

Les alcalins (lithium, sodium, potassium, rubidium, césium et le n° 87) sont tous placés sur l'arête verticale de la pyramide de droite, et les alcalino-terreux (béryllium, magnésium, calcium, strontium, baryum, radium) sur l'arête verticale de la pyramide de gauche. Les corps appartenant aux six autres grandes familles sont tous situés sur les couronnes P, à savoir : les métaux trivalents (bore, aluminium, gallium, indium et thallium), les corps tétravalents (carbone, silicium, germanium, étain et plomb), les métalloïdes trivalents (azote, phosphore, arsenic, antimoine, bismuth), les métalloïdes bivalents (oxygène, soufre, sélénium, tellure, polonium), les halogènes (fluor, chlore, brôme, iode et le n° 85), enfin les gaz rares (néon, argon, krypton, xénon, radon).

Toutes les autres familles chimiques naturelles sont placées sur des verticales portées par les gnômons D. En commençant par le milieu des gnômons droits, et en tournant autour des verticales *z'z* dans le sens direct, on trouve successivement :

Le groupe scandium-yttrium-lutétium;

Le groupe titane-zirconium-hafnium (ou celtium), métaux tétravalents. Les deux derniers ont des propriétés tellement semblables qu'on les a longtemps confondus;

Le groupe vanadium-niobium-tantale.

Puis, sur la pyramide de gauche :

Le groupe chrome-molybdène-tungstène, hexavalents qui donnent des oxydes semblables. L'uranium leur est souvent associé, parce qu'il est aussi hexavalent, mais cette égalité de valence n'est qu'apparente. En effet, dans les trois premiers, le niveau supérieur porte deux électrons, et le niveau immédiatement inférieur en porte quatre, qui représentent le début d'un niveau incomplet, tandis que dans l'uranium, le niveau supérieur (qui est Q) en supporte encore deux, mais les quatre autres sont sur le niveau O, situé deux étages au-dessous.

Le groupe manganèse-mazurium-rhénium;

Le groupe fer-ruthénium-osmium;

Le groupe cobalt-rhodium-iridium.

Puis deux groupes de métaux précieux : nickel-palladium-platine, qui terminent les gnômons gauches, et cuivre-argent-or, qui retrouvent les gnômons droits.

Enfin le groupe zinc-cadmium-mercure, métaux lourds, monoatomiques à l'état de vapeur.

Les corps qui ont fréquemment plusieurs valences (par exemple, le cuivre, le fer, le manganèse, etc.) sont placés sur des couronnes D. Ceux qui sont situés en P ont toutes leurs valences de même parité. D'une façon générale, la valence ordinaire d'un corps est donnée par le nombre d'électrons qu'il doit gagner ou perdre pour prendre la configuration des gaz rares.

Les terres rares, qui faisaient le désespoir des anciennes classifications, se placent ici sans difficulté sur la couronne 4F, qui leur offre justement quatorze places. Il est donc à présumer que la série inachevée qui commence à l'actinium (couronne 5F) est également formée de terres rares.

Propriétés radioactives. — Les corps naturellement radioactifs occupent le sommet des pyramides. On remarque que le radium, qui est le plus radioactif de tous, occupe l'étage le plus élevé.

Propriétés magnétiques. — Les éléments para- et ferromagnétiques sont tous placés dans un

domaine d'un seul tenant, symétrique par rapport à la ligne joignant les extrémités gauches des diagonales de gauche, à savoir : l'oxygène sur l'étage L, le groupe chrome-manganèse-fer-cobalt-nickel sur l'étage M, les terres rares sur l'étage N (*fig.* 3). Ouvrons ici une parenthèse pour dire que si nous avons placé le premier élément de chaque couronne au milieu d'un gnomon, c'est pour donner aux paramagnétiques cette situation privilégiée.

Les corps fortement diamagnétiques occupent une même verticale, située tout près des paramagnétiques : azote (en composition), phosphore, arsenic, antimoine, bismuth.

Propriétés électriques. — Les bons conducteurs sont groupés les uns près des autres : cuivre, argent, or, aluminium, mercure, zinc, etc. Ils sont indiqués par un cercle plein sur la figure 3.

Les métalloïdes fortement électronégatifs sont également rassemblés : oxygène, soufre, sélénium, tellure, fluor, chlore, brome et iode. Ils sont indiqués par un cercle évidé sur la figure 3.

Propriétés cristallographiques. — Les éléments qui cristallisent dans le système tétraédrique occupent tous la même verticale (carbone, silicium, germanium, étain). Les premiers sont les moins fusibles de tous les corps simples. Ceux qui cristallisent dans le système rhomboédrique se retrouvent également sur une autre verticale : phosphore, arsenic, antimoine, bismuth.

Nombres quantiques. — Ce même modèle permet encore de représenter le nombre des états quantifiés possibles pour un électron à l'intérieur de l'atome. Ceci n'a rien d'étonnant puisque chaque point représente un électron, et que le nombre des points qui occupent chaque étage est égal au nombre des électrons qui peuvent trouver place sur chaque niveau. On rappelle que l'état d'un électron quelconque à l'intérieur d'un atome est représenté par quatre nombres quantiques n, l, m, s définis par les conditions suivantes :

n est un entier quelconque positif;

l est un entier qui, pour n donné, peut prendre les valeurs 0, 1, 2, ... $(n - 1)$;

m est un entier qui, pour n et l donnés, peut prendre toutes les valeurs situées de $-l$ à $+l$ (limites comprises);

s peut prendre l'une des deux valeurs $\pm \frac{1}{2}$.

Or si nous attribuons à tous les points situés sur notre double-pyramide les coordonnées suivantes :

$n = 1, 2, 3, 4, \ldots$, pour les points situés respectivement sur les étages K, L, M, N, ...;

$l = 0$, pour les points placés en S et S′;

1, 2, 3, ..., pour les points situés respectivement sur les couronnes P, D, F, ...;

$m = 0$, pour les points situés sur la diagonale de chaque étage;

$\pm 1, \pm 2, \pm 3, \ldots$, pour les points de plus en plus éloignés de ces diagonales, ainsi que le montre la figure 5;

$s = +\frac{1}{2}$, pour les points situés sur une des deux pyramides;

$-\frac{1}{2}$, pour les points situés sur l'autre.

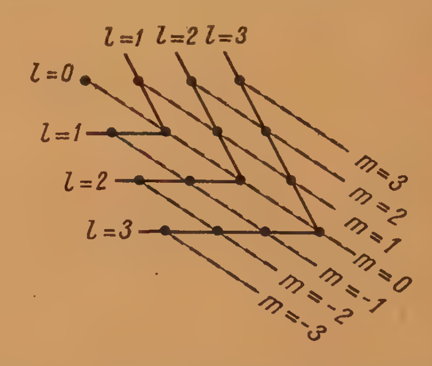


Fig. 5. — Coordonnées des points d'un étage.

On vérifie facilement que, dans ces conditions, les quatre coordonnées n, l, m, s de chaque point représentent une des combinaisons possibles entre les quatre nombres quantiques n, l, m, s d'un électron, et que, réciproquement, tous les états possibles pour un électron sont représentés chacun par un point appartenant à l'une des deux pyramides.

Le nombre des niveaux d'énergie est égal au nombre des lignes pointillées tracées sur la figure 5; on voit qu'il y en a un en K, trois en L, cinq en M, etc.

Propriétés spectroscopiques. — Toute raie spectrale est produite par le saut d'un électron passant d'un état quantifié à un autre, c'est-à-dire, en suivant notre image, par le saut d'un électron passant d'un point de la double pyramide sur un autre. On peut donc s'attendre à ce que le nombre des raies du spectre d'un corps soit égal au nombre des segments qui relient deux points quelconques de la figure, compté tenu des règles de sélection. Et avec les notations que nous avons adoptées, le segment qui unit, par exemple, un point situé sur la couronne $3D$ à un point situé sur la couronne $2P$ (*fig.* 1), indiquant par conséquent la chute d'un électron de $3D$ en $2P$, émet la raie spectrale notée $2P$-$3D$. Cette notation est d'ailleurs insuffisante, car deux couronnes quelconques sont reliées par plusieurs segments, de longueurs et d'orientation différentes; il existe donc plusieurs raies $2P$-$3D$, et, pour les distinguer, il sera nécessaire d'ajouter

des indices. Plus les couronnes contiennent de points, plus les segments qui les relient sont nombreux; donc les multiplets de raies sont d'ordre plus élevé dans les séries *P-D* que dans les séries *S-P*,

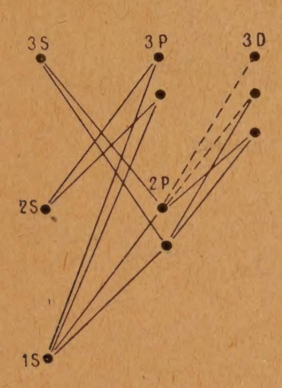


Fig. 6. — Raies spectrales de l'hydrogène. Les raies marquées en pointillé sont parallèles à une autre raie déjà marquée et par conséquent ne comptent pas. On n'a porté sur cette figure que la moitié d'une pyramide.

ce qui est d'accord avec l'expérience. En fait, les choses ne sont pas aussi simples, et cette conception est insuffisante, car elle donne le même nombre de raies pour tous les corps. Nous ne faisons que lancer l'idée au passage, laissant aux spectroscopistes le soin de la développer si elle en vaut la peine.

Remarquons cependant que, pour rendre compte du spectre de l'hydrogène, il suffit de tracer tous les segments reliant deux points quelconques appartenant à la même pyramide, compte tenu des principes de sélection donnés par la Mécanique ondulatoire, à savoir $\Delta l = \pm 1$ et $\Delta m = 0$ ou ± 1, et de compter pour un seul les segments qui sont égaux et parallèles ou symétriques par rapport au plan diagonal (*fig.* 6). On trouve alors qu'il y a deux raies $1S$-$2P$, deux raies $1S$-$3P$, deux raies $2S$-$3P$, deux raies $2P$-$3S$, trois raies $2P$-$3D$, etc., ce qui est bien d'accord avec l'expérience. Pour le spectre des autres corps, la loi de formation doit être plus compliquée.

Les *périodes* de la classification plane de Mendéleieff se retrouvent sur la classification gnômonique si l'on considère les cônes portant chacun toutes les couronnes embrochées sur la même flèche, parmi celles qui sont représentées sur la figure 2, avec cette différence que, ici, on termine chaque période sur un alcalino-terreux au lieu de la terminer sur un gaz rare. Les différentes périodes ont successivement 2, 2, 8, 8, 18, 18, 32, ... éléments.

Conclusion. — La *classification gnômonique des éléments* présente plusieurs avantages incontestables sur la classification plane, car elle discrimine naturellement et sans retouches les différentes familles de corps, et se construit à partir d'une loi arithmétique très simple.

Quant aux remarques faites à propos de la structure électronique de l'atome, des nombres quantiques et des raies spectrales, elles n'ont sans doute pas de signification physique; mais elles permettent au moins de retrouver d'une manière condensée un grand nombre de données expérimentales.

Manuscrit reçu le 15 mai 1945.

A PROPOS D'UNE RADIATION INFRAROUGE TRÈS INTENSE DANS LA LUMIÈRE DU CIEL NOCTURNE

Par Mme R. HERMAN, L. HERMAN et J. GAUZIT.

Sommaire. — Les auteurs rappellent qu'ils ont été les premiers à observer, dans le ciel nocturne, la radiation 1,04 μ; ils discutent son identification et les conditions de son émission.

Nous venons d'avoir connaissance d'un article paru dans *The Physical Review*, vol. 66, octobre 1944, page 225, dans lequel J. Stebbins, A. E. Whitford et P. Swings annoncent la découverte d'une radiation infrarouge très intense dans la lumière du ciel nocturne. Nous rappelons que nous avons nous-mêmes déjà publié ce résultat en 1942, dans les *Cahiers de Physique*, cahier 12, décembre 1942, page 46. Nos collègues ont certainement ignoré nos travaux et nos publications, comme nous avons, pendant longtemps, ignoré les leurs.

La radiation dont il s'agit a la longueur d'onde moyenne 1,04 μ. Stebbins, Whitford et Swings ont reconnu l'existence de cette radiation dans le ciel nocturne par des mesures photoélectriques; devinant, pour des raisons physiques, l'origine moléculaire de la radiation et soupçonnant son identité avec la bande (0,0) du premier système positif, ils ont évalué sa longueur d'onde en interposant devant la cellule des filtres dont la densité varie rapidement vers 10 000 Å; ils obtiennent ainsi 10 444 ± 10 Å. On est un peu surpris de voir estimer à une si faible valeur l'erreur probable dans la détermination de la longueur d'onde par une méthode qui est généralement grossière. En tout cas, le résultat ne paraît pas certain; sait-on, en particulier, si l'on peut absolument négliger l'influence de la forte bande que nous trouvons vers 9 700 Å et de la bande (0,1) du premier système positif, vers 12 200 Å, que l'on doit s'attendre à trouver, dans le ciel nocturne, avec une intensité à peu près égale à la moitié de celle de la bande (0,0) ? La question mérite d'être posée puisque, d'une part, comme nous l'avons déjà remarqué, les bandes 9 700 Å et 10 400 Å ont fourni, probablement, dans les observations de Grandmontagne (1) une contribution appréciable pour l'intensité du rayonnement infrarouge du ciel nocturne mesurée au moyen d'une cellule photoélectrique dont la sensibilité diminuait rapidement vers 9000 Å et puisque, d'autre part, nous avons nous-mêmes obtenu une impression sur notre spectre bien au delà du seuil normal de sensibilité des plaques utilisées.

Rappelons, en effet, que nous avons, quant à nous, étudié le rayonnement infrarouge du ciel nocturne tout simplement en prenant un spectre sur plaque infrarouge, malgré l'inconvénient évident, *a priori*, d'une très faible sensibilité des plaques photographiques dans cette région et d'une dispersion médiocre des spectrographes à prismes. A l'aide d'un spectrographe à deux prismes, ouvert à $\frac{f}{1,5}$, nous avons obtenu un spectre, à l'Observatoire de Lyon (Saint-Genis-Laval), au cours d'une pose de 10 h faite à la fin du mois de février 1942, en visant à 20° au-dessus de l'horizon Ouest. Nous avons employé les seules plaques que nous avons pu nous procurer en 1942, c'est-à-dire des plaques infrarouges « Agfa 800 » dont la sensibilité tend vers zéro au delà de 9000 Å. Pour bien montrer la réalité de l'impression photographique au delà de 9000 Å, nous reproduisons ici un enregistrement au microphotomètre du spectre obtenu; deux bandes apparaissent encore vers 9700 Å et vers 10 400 Å; leur importance sur l'enregistrement exige que ces deux bandes aient une très forte intensité énergétique, la bande 10 400 Å étant vraisemblablement plus forte que la bande 9700 Å, à cause de la diminution progressive de la sensibilité au delà de 9000 Å.

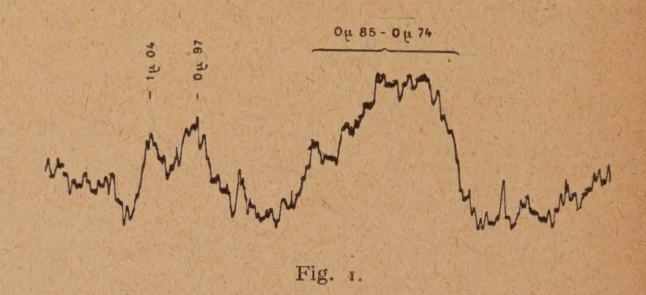


Fig. 1.

Dans notre premier article, nous avons donné

(1) R. GRANDMONTAGNE, *Thèse*, Paris, 1941.

10 300 Å comme longueur d'onde approximative de la bande qui apparaît à l'extrémité infrarouge de notre spectre. Mais le spectre de comparaison (fourni par une lampe à vapeur de mercure du type « Westinghouse », qui renferme un peu d'argon) ne s'étend pas au delà de 9150 Å; notre évaluation résultait de l'extrapolation d'une formule de dispersion. Nous avons maintenant constaté que cette extrapolation donne une longueur d'onde trop petite et la valeur 10 400 Å, que nous adoptons, est beaucoup plus probable.

N'ayant que des indications qualitatives sur l'intensité de la radiation 10 400 Å, nous avions envisagé une double origine possible : soit la bande (0,0) du premier système positif de la molécule d'azote, soit le doublet interdit $^2P - {}^2D$ (10 398-10 407 Å) de l'atome neutre d'azote N*I*. Stebbins, Whitford et Swings estiment que l'intensité de la radiation atteint peut-être 100 fois celle de la raie verte permanente 5577 Å du ciel nocturne. Cette grande intensité, si elle est réellement due *exclusivement* à la radiation 10 400 Å, ne permet guère l'attribution à N*I*, car on devrait observer aussi une forte émission du doublet 3466 Å ($^2P - {}^4S$), pour lequel la probabilité de transition est 50 fois plus petite environ que pour le doublet infrarouge; or, si le doublet ultraviolet existe dans le rayonnement du ciel nocturne, il n'a pas une intensité suffisante pour se distinguer nettement des fortes bandes voisines.

L'un de nous avait déjà signalé les principaux processus pouvant intervenir dans la formation des molécules à l'état $B^3\Pi_g$ ($v' = 0$) et l'émission des bandes correspondantes (²) :

(*a*) $\underbrace{N(^4S) + N(^4S)}_{7,38 \text{ volts}} \rightarrow \underbrace{N_2(B^3\Pi_{g,v=0})}_{7,35 \text{ volts}}$

(*b*) $\underbrace{N(^4S) + N(^4S) + N_2(X^1\Sigma_g^+)}_{7,38 \text{ volts}}$

$\rightarrow \underbrace{N_2(B^3\Pi_{g,v=0}) + N_2(X^1\Sigma_g^+)}_{7,35 \text{ volts}}$

(*c*) $\underbrace{N_2(A^3\Sigma_{u,v=0}^+) + N(^2P)}_{9,70 \text{ volts}}$

$\rightarrow \underbrace{N_2(B^3\Pi_{g,v=0}) + N(^2D)}_{9,69 \text{ volts}}$

Toutes ces réactions font intervenir des atomes d'azote et confirment les idées récemment exposées par l'un de nous (³) qui a montré que l'azote doit se trouver essentiellement à l'état atomique dans l'atmosphère supérieure.

Stebbins, Whitford et Swings proposent le mécanisme (*b*), et semblent admettre que l'excitation ne peut se produire que par des chocs triples, dans lesquels l'énergie de recombinaison de deux atomes est cédée à une autre molécule présente. Nous rappelons que des chocs doubles peuvent donner des recombinaisons [mécanisme (*a*)], pourvu qu'ils soient accompagnés d'une émission lumineuse. Malgré la faible proportion des chocs doubles efficaces, l'importance de ces derniers pourrait devenir prépondérante aux grandes altitudes.

(²) Mme R. L. Herman, *C. R. Acad. Sc.*, vol. **211**, 1940, p. 773.
(³) J. Gauzit, *Cahiers de Physique*, n° **9**, 1942, p. 47.

Manuscrit reçu le 23 juin 1945.

REMARQUES SUR LE SPECTRE VISIBLE DE LA MOLÉCULE D'AZOTE

Par Mme Renée HERMAN.

Un nouveau système de bandes de la molécule d'azote a été décrit par A. G. Gaydon [1]. Les longueurs d'onde mesurées avec précision sont, en réalité, celles des bandes de Goldstein-Kaplan, comme on peut le constater d'après le Tableau I.

Dans le même article, A. G. Gaydon signale une autre bande dont les trois têtes mesurées sont à 5333,5 Å, 5327,3 Å, 5320 Å et qui n'appartient pas au système précédent. Dans une publication postérieure [3], il indique à nouveau cette bande, mais avec un plus grand nombre de têtes (5326,9 Å, 5320,7 Å, 5316,7 Å, 5312,9 Å, 5309,5 Å, la dernière étant la plus intense), ainsi que d'autres, non encore observées. Il a classé alors cet ensemble de bandes

Tableau I.

Gaydon	4166,5 Å	4432,0 Å	4729,2 Å
Goldstein, mesures de Hamada [2]	4166,0	4432,2	4728

TABLEAU II.

v'' \ v'	0.		1.		2.		3.
0......	5574,8 Å 17933 cm^{-1}	740	5814,7 Å 17193 cm^{-1}	736	6075 Å (16457 cm^{-1})	689	6340 Å (15768 cm^{-1})
	896						
1......	5309,5 Å 18829 cm^{-1}						
	878						
2......	5073 Å 19707 cm^{-1}	739	5270,5 Å 18968 cm^{-1}				

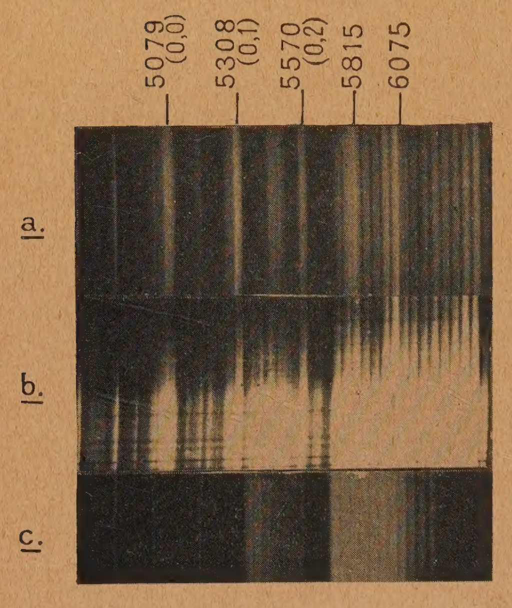


Fig. 1.

nouvelles en un système qu'il dénomme le « système vert ». A peu près à la même époque (juin 1943) et indépendamment de lui, j'ai trouvé également certaines de ces bandes que j'ai rangées dans ma thèse [4] sous la dénomination « système χ ».

Gaydon a mesuré sept bandes et les a classées comme il est indiqué dans le Tableau II.

J'ai essayé récemment d'identifier ce même système, mais j'ai retenu seulement les trois bandes : 5570 Å (0,2), 5308 Å (0,1), 5079 Å (0,0) [5]. On voit qu'on passe de ma classification à celle de Gaydon en intervertissant les niveaux électroniques : la progression à $v'' = 0$ de Gaydon devient, dans mon identification, la progression à $v' = 0$.

On sait qu'à basse température, les bandes à $v' > 0$ diminuent d'intensité et qu'un système de bandes se réduit finalement, dans ces conditions, à une progression unique $v' = 0$. J'ai donc photographié ce système à des températures très différentes.

Le spectre *c* de la reproduction ci-contre a été obtenu dans l'azote pur à l'aide d'une forte décharge dans un tube à électrodes, le système χ y est invisible. Le spectre *a* est analogue à celui obtenu par Gaydon, on y reconnaît la présence des bandes 5815 et 6075 Å à l'intérieur du premier système positif. Le spectre *b*, obtenu à basse température, montre l'absence de ces deux dernières bandes, seules subsistent les trois bandes que j'ai classées précédemment. Il semble donc bien que mon identification se trouve ainsi confirmée expérimentalement.

Manuscrit reçu le 23 juin 1945.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] A. G. GAYDON, *Nature*, 1943, **151**, p. 167.
[2] HAMADA, *Phil. Mag.*, VII, 1937, **23**, p. 25.
[3] A. G. GAYDON, *Proc. Phys. Soc.*, 1944, **56**, p. 85.
[4] Mme HERMAN-MONTAGNE, *Thèse*, Paris, 1944.
[5] Mme R. HERMAN, *Séance de la Société française de Physique*, Section de Lyon, 18 avril 1945.

Le Gérant : MAURICE BLONDIN. 121078 IMP. GAUTHIER-VILLARS, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1945.